

Blau emittierende Leuchtdioden, die auf dem Materialsystem InGaN basieren, bilden in Kombination mit einem gelb emittierenden Konversionsfarbstoff die Grundlage für weiße LEDs. Diese erobern inzwischen viele Bereiche des täglichen Lebens, wie zum Beispiel Displaybeleuchtung, Automobilscheinwerfer oder Allgemeinbeleuchtung. In dieser Arbeit werden die mikroskopischen optischen und elektrischen Eigenschaften einer blauen LED-Teststruktur analysiert. Ausgehend von vereinfachten Simulationen der aktiven Zone der LED wird der Einfluss von Schichtdicken und Materialzusammensetzung sowie eines externen elektrischen Felds auf das Emissionsverhalten erklärt. In Kombination mit einem Ratengleichungsmodell für unterschiedliche Rekombinationsmechanismen der erzeugten Ladungsträger können sowohl Fluktuationen der Zusammensetzung der aktiven Zone als auch ein räumlich variierendes Wechselspiel zwischen strahlenden und nicht-strahlenden Prozessen identifiziert werden, die die beobachteten Fluktuationen der Photo- und Elektrolumineszenz verursachen.

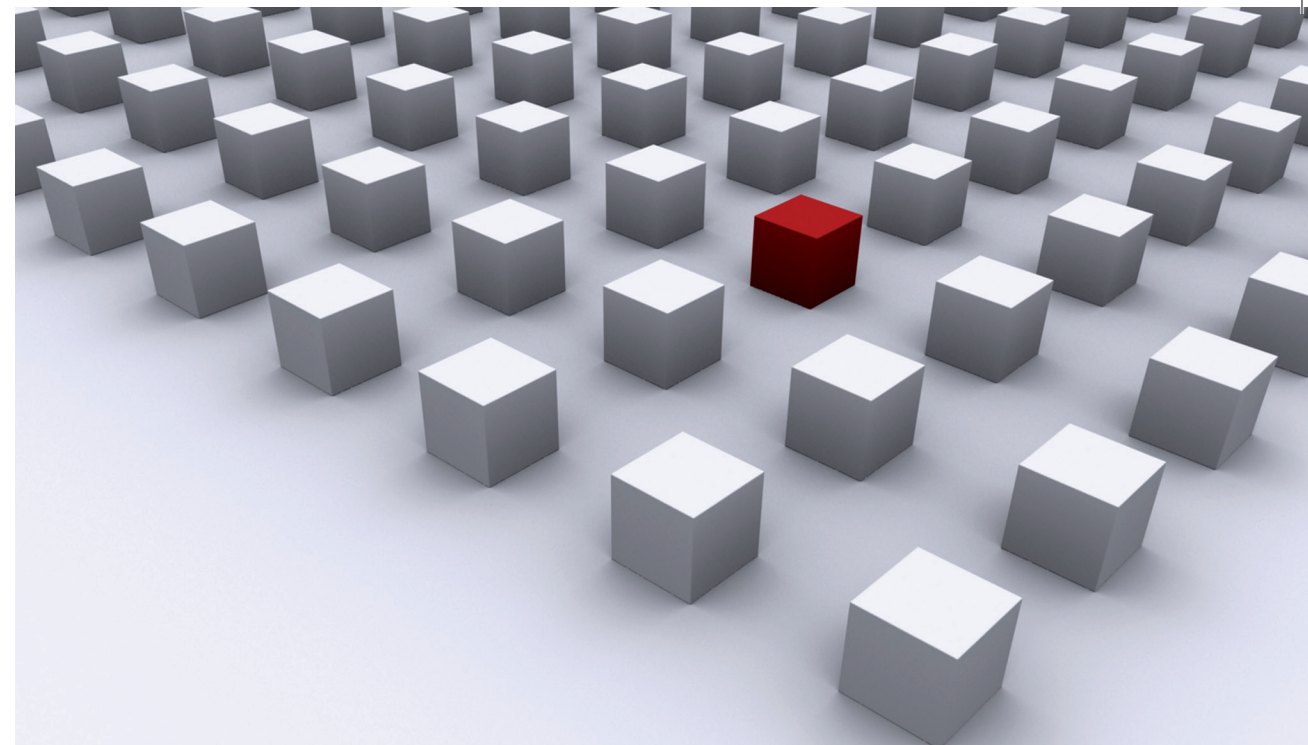
Universitätsverlag Regensburg



Universität Regensburg

Dissertationsreihe Physik - Band 15

Clemens Vierheilig



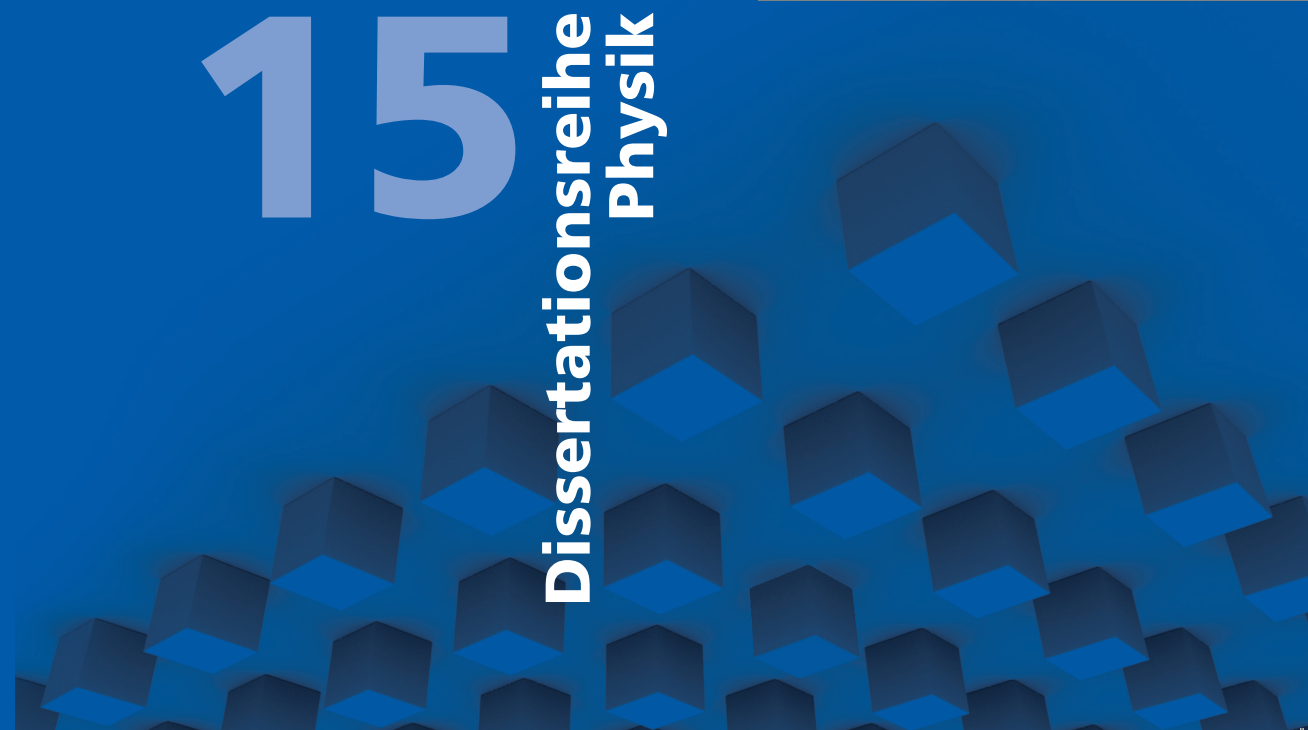
Clemens Vierheilig

Hochortsaufgelöste

elektro-optische Charakterisierung
 von InGaN/GaN LED-Strukturen

Universitätsverlag Regensburg

15
 Dissertationsreihe
 Physik



Clemens Vierheilig



Hochortsaufgelöste
elektro-optische Charakterisierung
von InGaN/GaN LED-Strukturen

Hochortsaufgelöste elektro-optische Charakterisierung von InGaN/GaN LED-Strukturen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik der Universität Regensburg
vorgelegt von

Clemens Vierheilig

aus Tegernheim

Januar 2010

Die Arbeit wurde von Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz angeleitet.

Das Promotionsgesuch wurde am 12.01.2010 eingereicht.

Das Kolloquium fand am 25.10.2010 statt.

Prüfungsausschuss: Vorsitzender: Prof. Dr. Ingo Morgenstern

1. Gutachter: Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz

2. Gutachter: Prof. Dr. Josef Zweck

weiterer Prüfer: Prof. Dr. Dieter Weiss



**Dissertationsreihe der Fakultät für Physik der Universität Regensburg,
Band 15**

Herausgegeben vom Präsidium des Alumnivereins der Physikalischen Fakultät:
Klaus Richter, Andreas Schäfer, Werner Wegscheider, Dieter Weiss

Clemens Vierheilig

**Hochortsaufgelöste
elektro-optische Charakterisierung
von InGaN/GaN LED-Strukturen**

Universitätsverlag Regensburg

Bibliografische Informationen der Deutschen Bibliothek.
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation
in der Deutschen Nationalbibliografie. Detaillierte bibliografische Daten
sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Auflage 2010

© 2010 Universitätsverlag, Regensburg

Leibnizstraße 13, 93055 Regensburg

Konzeption: Thomas Geiger

Umschlagentwurf: Franz Stadler, Designcooperative Nittenau eG

Layout: Clemens Vierheilig

Druck: Docupoint, Magdeburg

ISBN: 978-3-86845-064-4

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlags ist es
nicht gestattet, dieses Buch oder Teile daraus auf fototechnischem oder
elektronischem Weg zu vervielfältigen.

Weitere Informationen zum Verlagsprogramm erhalten Sie unter:
www.univerlag-regensburg.de

**Hochortsaufgelöste elektro-optische Charakterisierung
von InGaN/GaN LED-Strukturen**



DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES DER NATURWISSENSCHAFTEN (DR. RER. NAT.)
DER NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT II - PHYSIK

DER UNIVERSITÄT REGENSBURG

vorgelegt von

Clemens Vierheilig

aus

Tegernheim

im Jahr 2010

Promotionsgesuch eingereicht am: 12.01.2010

Das Promotionskolloquium fand statt am: 25.10.2010

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz

Prüfungsausschuss: Vorsitzender: Prof. Dr. Ingo Morgenstern

1. Gutachter: Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz

2. Gutachter: Prof. Dr. Josef Zweck

weiterer Prüfer: Prof. Dr. Dieter Weiss

Inhaltsverzeichnis

Einleitung und Übersicht	1
I. Materialsystem der III-Nitride	5
1. Kristallstruktur	6
2. Wachstum	8
2.1. Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE)	8
2.2. Weitere Epitaxieverfahren	10
2.3. Substrate	10
3. Störungen des Kristallgitters	12
3.1. Verspannungen	12
3.2. Versetzungen	15
4. Alternative Kristallrichtungen	17
5. Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise von LEDs	18
6. Erzeugung von weißem Licht mit LEDs	21
II. Experimentelle Grundlagen	23
1. Konfokale Mikroskopie	24
2. Mikro-Photolumineszenz-Messungen	28
3. Photostrom-Messungen	33
4. Mikro-Elektrolumineszenz-Messungen	35
III. Ortsaufgelöste Photolumineszenz unter externen elektrischen Feldern	37
1. Simulation eines Quantentrogs unter externen elektrischen Feldern	38
1.1. Berechnung der Bandstruktur	38
1.2. Einfluss von elektrischen Feldern auf den Quantentrog	48
1.3. Rekombinations- und Verlustprozesse für Ladungsträger im Quantentrog	52
2. μ PL- und LBIC-Messungen unter externen elektrischen Feldern	56
2.1. Makroskopische Effekte	56
2.2. Langreichweitige Fluktuationen	60

2.3.	Fluktuationen auf einer sub- μm Längenskala	66
2.4.	Zusammenfassung	79
3.	Vergleich mit Ergebnissen anderer Gruppen	81
IV.	Anregungsdichteabhängige Photolumineszenz-Spektroskopie	85
1.	Makroskopische Effekte	86
1.1.	Anregungsdichteabhängige Effizienz	86
1.2.	Trennung von Verlust- und Rekombinationsmechanismen	93
2.	Ortsaufgelöste Messungen	97
2.1.	Langreichweitige Fluktuationen	98
2.2.	Fluktuationen auf einer sub- μm Längenskala	102
3.	Schlussfolgerungen	107
V.	Stromdichteabhängige Elektrolumineszenz-Messungen	109
1.	Kennlinien	110
2.	Räumliche Fluktuationen	111
2.1.	Langreichweitige Fluktuationen	112
2.2.	Sub- μm Fluktuationen	113
2.3.	Schlussfolgerungen	115
3.	Stromdichteabhängige Effizienz	115
3.1.	Makroskopische Effizienz	116
3.2.	Langreichweitige Fluktuationen	117
3.3.	Sub- μm Fluktuationen	119
3.4.	Vergleich mit PL-Effizienz	121
4.	Schlussfolgerungen	123
	Zusammenfassung und Ausblick	125
	Abkürzungen und Sprachkonventionen	129
	Abbildungsverzeichnis	131
	Tabellenverzeichnis	132
	Literaturverzeichnis	146
	Publikationen	147

Einleitung

Optoelektronische Halbleiter-Bauelemente wie Leuchtdioden (LEDs, engl. light emitting diodes) und Laserdioden haben inzwischen einen festen Platz in unserem täglichen Leben erobert.

Im Gegensatz zu herkömmlichen Glühlampen, die bei der Erzeugung von Licht eine Effizienz von wenigen Prozent aufweisen, erreichen Leuchtdioden einen Wirkungsgrad über 50 %. Bei Anwendungen, die farbiges Licht benötigen, muss zusätzlich bei Glühlampen ein großer Teil des Emissionsspektrums herausgefiltert werden. Dies ist bei LEDs nicht nötig, da das Emissionsspektrum bereits schmalbandig ist. Je nach Materialzusammensetzungen können mit LEDs Lichtquellen in allen Farben erzeugt werden. Aufgrund dieser Vorteile ersetzen LEDs immer mehr herkömmliche Glühlampen in Anzeigegeräten, Ampelanlagen sowie Rück- oder Blinklichtern in der Automobilindustrie.

Ein weiterer Vorteil von LEDs gegenüber herkömmlichen Lichtquellen ist ihre hohe Lebensdauer von bis zu 50 000 Stunden [Wessler10]. Ihre kleine Bauform macht sie darüber hinaus zu einer idealen Lichtquelle für tragbare Projektoren oder für die Hintergrundbeleuchtung von LCD-Displays [Osram].

Die Erzeugung von weißem Licht mittels LEDs hat in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung gewonnen. Durch die Verwendung von blau leuchtenden, auf dem Materialsystem der Gruppe-III-Nitride basierenden LEDs in Kombination mit gelb leuchtenden Konversionsfarbstoffen (siehe Kapitel I.6) kann sehr einfach und effizient weißes Licht erzeugt werden.

Im Rahmen des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Projekts „Nanolux“, in dem auch Teile dieser Arbeit angesiedelt waren, konnte im Jahr 2007 von Osram Opto Semiconductors eine weiße LED-basierte Lichtquelle realisiert werden, die mit einer Emission von 1000 Lumen heller ist als eine 50 W Halogen-Lampe. Mit LEDs können somit Lichtlösungen realisiert werden, die heller und langlebiger sind als herkömmliche Leuchtmittel. Aufgrund ihrer hohen Effizienz können LEDs langfristig zu großen Einsparungen beim Energiebedarf für die Allgemeinbeleuchtung führen.

Diese herausragenden Eigenschaften von LEDs eröffnen ein breites Anwendungsspektrum, das von Blitzlichtern für in Mobiltelefone integrierte Digitalkameras über die Straßenbeleuchtung bis hin zu kompletten Scheinwerferlösungen für die Automobilindustrie reicht [Osram, Audi].

Für die Anwendung in der Allgemeinbeleuchtung war bisher immer die hohe Farbtemperatur von etwa 6000 K ein großer Nachteil, da dieses weiße Licht sehr kalt wirkt. Durch eine Weiterentwicklung von Konversionsfarbstoffen kann die Farbtemperatur auf ca. 3000 K erniedrigt werden, was in etwa der Lichtfarbe von Halogenlampen entspricht. Im November 2009 konnte von Osram Opto Semiconductors eine LED mit dieser Farbtemperatur mit einer Lichtausbeute von über 100 Lumen pro Watt gezeigt werden. Somit werden die LEDs für die Allgemeinbeleuchtung auch im privaten Umfeld immer attraktiver.

Die Grundlage all dieser Anwendungen bilden LEDs, deren Licht erzeugende Schicht auf dem Materialsystem der Gruppe-III-Nitride basierende Quantentrogstrukturen sind.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der orts aufgelösten optischen Charakterisierung von InGaN/GaN Quantentrogstrukturen, und trägt damit zum grundlegenden Verständnis der mikroskopischen Vorgänge in der aktiven Zone von GaN-basierenden optoelektronischen Bauelementen bei.

Im Detail gliedert sich die Arbeit wie folgt:

- Das erste Kapitel stellt einen kurzen Überblick über das zugrunde liegende Materialsystem der Gruppe-III Nitride dar, und führt in die Funktionsweise von Leuchtdioden und die Erzeugung von weißem Licht mittels LEDs ein.
- Im darauffolgenden Kapitel wird der mikro-Photolumineszenz-Messplatz vorgestellt, mit dem die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen durchgeführt wurden. Des weiteren werden die einzelnen Mess- und Auswertemethoden erläutert.
- Das dritte Kapitel befasst sich mit der orts aufgelösten Photolumineszenz-Spektroskopie und den Auswirkungen von externen elektrischen Feldern auf die Ladungsträgerdynamik im Quantentrog. Im ersten Teil des Kapitels werden die grundlegenden Eigenschaften der Quantentrogstrukturen und der Einfluss elektrischer Felder auf die Bandstruktur und die Rekombinations- und Verlustmechanismen berechnet. Diese theoretischen Vorhersagen werden dann anhand der Photolumineszenz-Messungen bestätigt. Teile der durch den anregenden Laserspot erzeugten Ladungsträger können aus der Quantentrogstruk-

tur entkommen, und sind im Photostrom (LBIC, laser beam induced current) messbar. Diese zusätzliche Messgröße liefert wichtige Informationen über die Dynamik der Ladungsträger im Quantentrog. Zusammen mit den optischen Daten – Intensität und Energie der emittierten Photolumineszenz – können somit Rückschlüsse auf die Ursachen von räumlichen Fluktuationen im Quantentrog gezogen werden. Der Vergleich von unterschiedlichen Längenskalen zeigt, dass verschiedene Mechanismen zu Schwankungen der Photolumineszenz-Intensität führen: Einerseits langreichweitige Inhomogenitäten des Quantentrogs, andererseits Fluktuationen der nichtstrahlenden Rekombinationsrate von Ladungsträgern im Quantentrog auf einer sub- μm Längenskala.

- Durch die Variation der Anregungsdichte wird im vierten Kapitel gezeigt, dass der Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog nur bei niedrigen Ladungsträgerdichten eine entscheidende Rolle spielt. Bei höheren Anregungsdichten nimmt dieser Verlustmechanismus ab, und es dominieren die unterschiedlichen Rekombinationsmechanismen im Quantentrog. Durch den Vergleich mit einem einfachen Ratengleichungsmodell kann das Verhältnis zwischen nichtstrahlender Shockley-Read-Hall Rekombination, strahlender Rekombination und des Auger-Effekts bestimmt werden. Durch die orts aufgelöste Betrachtung der Intensität in Abhängigkeit der Anregungsdichte werden die Koeffizienten der einzelnen Rekombinationsprozesse bestimmt. Die räumlich fluktuierenden Koeffizienten bestätigen die Aussagen über die Ursachen der Intensitätsfluktuationen aus dem vorhergehenden Kapitel.
- Die Elektrolumineszenz der Quantentrogstruktur zeigt die selben räumlichen Fluktuationen wie das Photolumineszenz-Signal, wie im fünften Kapitel beschrieben wird. Die Abhängigkeit von der Stromdichte zeigt ebenfalls die gleichen Ergebnisse wie die Anregungsdichte-abhängige Photolumineszenz. Durch die Messungen der Elektrolumineszenz können die Koeffizienten der einzelnen Rekombinationsmechanismen absolut bestimmt werden. Der Vergleich der makroskopischen Werte mit der Literatur zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit neueren Publikationen.

I. Materialsystem der III-Nitride

Die in dieser Arbeit untersuchten LED-Strukturen basieren auf dem Materialsystem der Gruppe III-Nitride. Zu dieser Materialgruppe gehören Galliumnitrid (GaN), Indiumnitrid (InN) und Aluminiumnitrid (AlN), sowie deren ternäre, wie zum Beispiel Indiumgalliumnitrid (InGaN), und quaternäre Verbindungen. In diesem einführenden Kapitel soll eine kurze Übersicht über die Kristallstruktur der III-Nitride, das Wachstum und die möglichen Substrate für GaN-basierte optoelektronische Bauelemente gegeben werden, sowie die beim Wachstum auftretenden Störungen des Kristallgitters wie Versetzungen und Verspannungen beschrieben werden.

Abschließend werden kurz alternative Kristallrichtungen, die von der polaren c-Achse abweichen, beschrieben und der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise von Leuchtdioden (LED, engl. light emitting diode) erklärt.

1. Kristallstruktur

Zum Materialsystem der Gruppe-III-Nitride (III-N) gehören die binären Verbindungshalbleiter Galliumnitrid (GaN), Indiumnitrid (InN) und Aluminiumnitrid (AlN) sowie deren ternäre und quaternäre Verbindungen. Die thermodynamisch stabilste Kristallstruktur dieser Verbindungen ist die Wurtzit-Struktur [Ambacher98]. Des weiteren ist noch eine Kristallisation in der Zinkblende-Struktur möglich. Dies geschieht vor allem beim Wachstum auf der (001)-Ebene von kubischen Substraten wie zum Beispiel Si [Gil98]. Unter sehr hohem Druck können III-N auch in der kubischen NaCl-Struktur kristallisieren.

Da die Wurtzit-Struktur unter normalen Wachstumsbedingungen die vorherrschende Kristallstruktur ist, und auch alle in dieser Arbeit untersuchten Proben in dieser Struktur kristallisiert sind, soll hier nur die Wurtzit-Struktur genauer beschrieben werden.

Abbildung I.1 a) zeigt schematisch den Aufbau der Wurtzit-Struktur, bei der die Gruppe-III-Atome aus einer Mischung aus Ga- und In-Atomen bestehen, und stellt somit die ternäre Verbindung Indiumgalliumnitrid (InGaN) dar.

Der Kristall lässt sich durch ein einfaches hexagonales Bravais-Gitter mit vieratomiger Basis beschreiben. Die Basis besteht aus je zwei N-Atomen und zwei III-Metall-Atomen. Diese befinden sich an den Positionen

$$\begin{aligned}\vec{r}_{N,1} &= (0, 0, 0) \\ \vec{r}_{N,2} &= \frac{2}{3}\vec{a} + \frac{1}{3}\vec{b} + \frac{1}{2}\vec{c} \\ \vec{r}_{III,1} &= -\frac{3}{8}\vec{c} \\ \vec{r}_{III,2} &= \frac{2}{3}\vec{a} + \frac{1}{3}\vec{b} + \frac{1}{8}\vec{c}\end{aligned}$$

Die Wurtzit-Struktur kann alternativ als zwei übereinanderliegende hcp-Untergitter (engl. hexagonal close-packed), jedes aus einer Atomsorte, die entlang der c-Achse um $5c/8$ verschoben sind, beschrieben werden. Durch die hexagonale Symmetrie des Kristalls in der ab -Ebene werden die Kristallrichtungen mit vier Millerschen Indizes im hexagonalen System angegeben. So wird die c-Richtung auch als [0001]-Richtung bezeichnet. Die in dieser Arbeit vorgestellten Proben sind entlang der c-Richtung gewachsen. Alternative Kristallrichtungen werden in Abschnitt 4 vorgestellt.

Durch fehlende Inversionssymmetrie des Kristallgitters fallen die negativen und positiven Ladungsschwerpunkte des Gitters nicht zusammen, was eine spontane Polarisation zur Folge hat. Wirkt eine zusätzliche Verspannung auf den Kristall, so

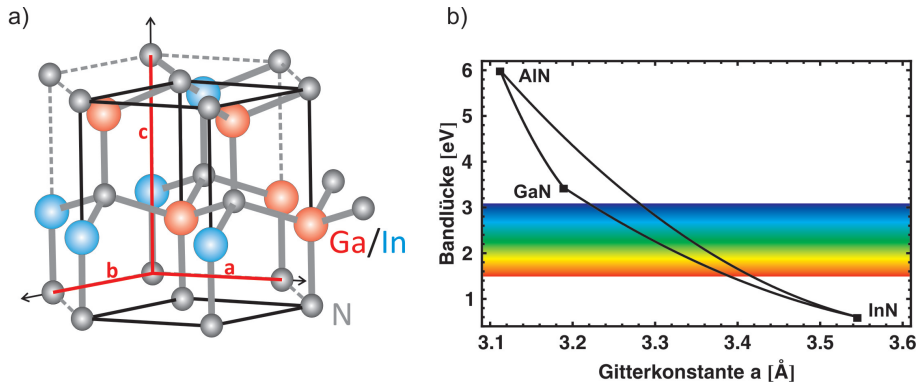


Abbildung I.1.: a) Wurtzit-Kristallstruktur der Gruppe-III Nitride (Abbildung mit freundlicher Genehmigung entnommen aus [Danhof09]). b) Gitterkonstante und Bandlücke der III-Nitride AlN, GaN und InN (Quadrate) und deren ternärer Verbindungen (Linien). Die entsprechenden Parameter sind in Tabelle I.1 zusammengefasst.

werden die beiden Untergitter noch weiter gegeneinander verschoben, und es entsteht eine zusätzliche piezoelektrische Polarisierung [Ambacher98]. Der Effekt dieser Polarisationsladungen auf eine Quantentrogstruktur wird in Abschnitt 3.1 genauer beschrieben.

Die Gitterkonstanten entlang der a-Richtung und der c-Richtung sowie die Bandlücken der binären Verbindungen sind in Tabelle I.1 zusammengefasst. Die Gitterkonstanten der ternären Verbindungen werden gemäß Vegard's Gesetz [Vegard21] linear interpoliert:

$$a(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = a(\text{GaN})(1 - x) + a(\text{InN})x. \quad (\text{I.1})$$

Die Bandlücke kann nicht linear interpoliert werden, Vegard's Gesetz wird hierfür mit dem Bowing-Parameter b modifiziert:

$$E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = E_g(\text{GaN})(1 - x) + E_g(\text{InN})x - bx(1 - x). \quad (\text{I.2})$$

Die Bowing-Parameter haben folgende Werte [Piprek07]: $b_{\text{InGa}} = 1.4 \text{ eV}$, $b_{\text{AlGa}} = 0.8 \text{ eV}$, $b_{\text{InAl}} = 3.4 \text{ eV}$.

	GaN	InN	AlN
a [Å]	3.189	3.545	3.112
c [Å]	5.185	5.703	4.982
E_g [eV]	3.437	0.608	6.00

Tabelle I.1.: Gitterkonstanten und Energie der Bandlücke der binären III-N Verbindungen bei Raumtemperatur [Piprek07]

Die so berechneten Gitterkonstanten und Bandlücken sind in Abbildung I.1 b) gezeigt. Da die III-Nitride über den gesamten Legierungsbereich eine direkte Bandlücke aufweisen [Nakamura00], eignen sie sich hervorragend für optoelektronische Bauelemente wie beispielsweise Leuchtdioden. Die Energie der Bandlücke reicht je nach Zusammensetzung der aktiven Zone vom ultravioletten Spektralbereich über den gesamten sichtbaren Bereich bis ins Infrarote.

2. Wachstum

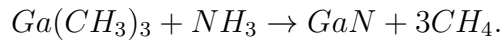
Briegleb und Geuther [Briegleb62] gelang bereits 1862 die erste Synthetisierung von AlN, 1932 wurde erstmals von Johnson und Parsons GaN synthetisiert [Johnson32]. Damals konnten die Nitride allerdings nur in kleinen Mengen in Pulverform hergestellt werden, die zur Untersuchung der grundlegenden Eigenschaften verwendet wurden. Bis zum epitaktischen Wachstum in ausreichender Qualität und zur ersten effizienten Leuchtdiode auf Grundlage der III-Nitride war es allerdings noch ein sehr weiter Weg. Der Durchbruch gelang 1993 Nakamura bei Nichia Chemical Industries in Japan [Nakamura93]. Er stellte erstmals eine blau emittierende Leuchtdiode her, die aus einer p-GaN/n-InGaN/n-GaN Doppelheterostruktur bestand.

In diesem Abschnitt sollen einige Epitaxieverfahren kurz vorgestellt werden und auf mögliche Substrate für das Wachstum eingegangen werden. Weiterführende Beschreibungen sind beispielsweise in [Ambacher98, Jain00] zu finden.

2.1. Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE)

Das gängigste Epitaxieverfahren für Gruppe-III Nitride ist die Metallorganische Gasphasenepitaxie (engl. metalorganic vapour phase epitaxy, MOVPE). Hierbei liegen die Gruppe-III Metallatome in organischen Verbindungen vor. Typische Quellen für Ga sind Trimethylgallium (TMGa, $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$) oder Triethylgallium (TEGa, $\text{Ga}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$), für Indium wird Trimethylindium (TMIn) und für Aluminium Trimethylaluminium (TMAI) verwendet. Die metallorganischen Verbindungen liegen in fester oder flüssiger Form in Bubbler genannten Behältern vor, in denen der Dampfdruck der jeweiligen Verbindung über die Temperatur geregelt werden kann. Über ein Trägergas (H_2 bzw. N_2), das den Bubbler durchströmt, werden die gasförmigen Metallorganika in den Wachstumsreaktor geleitet. Als Quelle für den Stickstoff wird Ammoniak-Gas (NH_3) verwendet.

Diese Gase werden nun auf ein geheiztes Substrat geleitet. Durch die hohen Temperaturen zersetzen sich die Verbindungen, und auf der Substratoberfläche entsteht GaN. Die grundlegende Reaktionsgleichung der MOVPE lautet [Nakamura00]:



Auch bei Substrattemperaturen im Bereich von 1000 °C zersetzt sich nur ein Teil der Ammoniak-Moleküle. Aus diesem Grund werden Nitrid-Verbindungen meist mit einem sehr hohen Angebot an NH_3 gewachsen, was zu einem hohem V/III-Verhältnis von typischerweise > 250 führt [Hertkorn09].

Zur Beeinflussung der elektrischen Eigenschaften der Halbleiter werden diese gezielt mit Fremdatomen dotiert. Um eine n-Leitfähigkeit zu erreichen, wird an die Stelle der III-Metallatome Si in den Kristall eingebracht. Als Si-Quelle bei der MOVPE wird Silan (SiH_4) oder Disilan (Si_2H_6) verwendet. Dies führt zu Donatorniveaus mit einer Aktivierungsenergie von 12 – 25 meV [Nakamura00].

Auch ohne beabsichtigte Dotierung weisen GaN-Strukturen immer eine geringe n-Leitfähigkeit auf. Diese wird auf N- bzw. Ga-Fehlstellen im Kristall oder durch eine Verunreinigung mit Sauerstoff-Atomen zurückgeführt [Jain00].

Die p-Dotierung von GaN stellte lange Zeit ein großes Problem dar. Als Dotierstoff bietet sich Magnesium an. Die Quelle für das MOVPE-Wachstum ist Bis-cyclopentadienyl-Magnesium (Cp_2Mg , $(\text{C}_5\text{H}_5)_2\text{Mg}$). Die Aktivierungsenergien der Mg-Akzeptoren sind sehr hoch (ca. 160 meV [Ambacher98]), so dass bei Raumtemperatur nur ein kleiner Teil der Akzeptoren ionisiert ist. Hinzu kommt noch, dass unbeabsichtigte Verunreinigungen für eine n-Leitfähigkeit sorgen, die den Effekt der p-Dotierung teilweise kompensiert. Um eine ausreichende p-Leitfähigkeit zu erreichen, müssen also relativ hohe Konzentrationen des Dotierstoffs eingebracht werden, und die Probe nach dem Wachstum noch speziell behandelt werden. Unbehandelte Proben zeigen praktisch keine p-Leitfähigkeit. Erst durch die Bestrahlung mit niederenergetischen Elektronen [Amano89] oder durch thermische Behandlung in Vakuum oder Stickstoffatmosphäre [Nakamura92] werden die Akzeptoren aktiviert. Dies wird dadurch erklärt, dass während des Wachstums durch atomaren Wasserstoff Mg-H Komplexe gebildet werden, welche die Akzeptoren passivieren. Durch die hohe Temperatur kann die Mg-H-Bindung gebrochen werden, und der Wasserstoff entweicht. Erst durch diesen Aktivierungsprozess kann eine p-Leitfähigkeit erreicht werden.

2.2. Weitere Epitaxieverfahren

Ein der MOVPE ähnliches Verfahren ist die HVPE (engl. hydride vapour phase epitaxy). Hier dient GaCl-Gas als Gallium-Quelle. Dieses wird hergestellt, indem HCl-Gas über flüssiges Gallium geleitet wird. Zusammen mit NH_3 wird es dann über ein geheiztes Substrat geleitet, die Wachstumsbedingungen sind ähnlich wie bei der MOVPE.

Die HVPE ermöglicht hohe Wachstumsraten, so dass sehr dicke GaN-Schichten abgeschieden und vom Substrat getrennt werden können. Diese Schichten können als Quasisubstrate für gitterangepasstes homoepitaktisches Wachstum verwendet werden (siehe nächster Abschnitt). Allerdings können mit dieser Methode nur n-dotierte Schichten gewachsen werden [Ambacher98].

Bei der Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. molecular beam epitaxy) werden im Ultrahochvakuum Molekularstrahlen der Elemente (Ga, In, Al, N) auf die geheizte Substratoberfläche geleitet. Der molekulare Stickstoff wird hierfür in einem Plasma aufgespalten (PAMBE, engl. plasma assisted MBE). Auf der Substratoberfläche muss keine Verbindung, beispielsweise von NH_3 gebrochen werden. Das Wachstum kann also hier bei deutlich niedrigeren Temperaturen als bei der MOVPE stattfinden. Da auch kein Wasserstoff an der Epitaxie beteiligt ist, müssen die MBE-gewachsenen p-dotierten Schichten nicht nachträglich aktiviert werden. Für die Massenproduktion ist die MBE jedoch nicht geeignet, weil nur sehr geringe Wachstumsraten erreicht werden und zusätzlich durch das benötigte Ultrahochvakuum das Laden von Substraten und Entladen von fertigen Proben aus dem Reaktorraum erschwert wird.

An der Polnischen Akademie der Wissenschaften in Warschau werden GaN-Einkristalle aus einer Lösung von atomarem Stickstoff in flüssigem Gallium hergestellt. Dieses Verfahren benötigt allerdings einen sehr hohen Druck (10 – 20 kbar) bei Temperaturen von 1400 – 1600 °C [Grzegory01]. Die erreichten Wachstumsraten sind sehr gering, so dass die Herstellung von ausreichend großen Kristallen sehr viel Zeit in Anspruch nimmt, was die Anwendbarkeit in der Massenproduktion erheblich einschränkt. Ein epitaktisches Wachstum von Heterostrukturen ist mit dieser Methode nicht möglich, die hergestellten Kristalle können somit nur als Substrat für andere Epitaxieverfahren verwendet werden.

2.3. Substrate

Da es kaum ausreichend große GaN-Einkristalle in guter Qualität gibt, wird die Epitaxie meist auf Fremdsubstraten vorgenommen (Heteroepitaxie). Diese Substrate

müssen eine ähnliche Kristallstruktur wie GaN aufweisen. Außerdem muss die thermische Ausdehnung der beiden Stoffe vergleichbar sein, weil sonst beim Abkühlen von der Wachstumstemperatur ($> 900\text{ }^{\circ}\text{C}$) auf Raumtemperatur Risse entstehen können. Bei der MOVPE ist das Substrat zusätzlich noch Ammoniak und Wasserstoff bei sehr hohen Temperaturen ausgesetzt und muss somit gegenüber diesen Verbindungen chemisch stabil sein.

Für die Massenproduktion ist es darüber hinaus erforderlich, dass die Substrate mindestens mit einem Durchmesser von zwei Zoll vorliegen, und in großen Stückzahlen günstig zu erhalten sind.

In diesem Kapitel wird nur auf Substrate eingegangen, auf denen GaN in c-Richtung aufgewachsen wird. Ein Überblick über andere Kristallrichtungen und die dafür geeigneten Substrate wird in Abschnitt 4 gegeben.

Das gängigste Substrat für die Heteroepitaxie, das alle genannten Bedingungen erfüllt, ist Saphir (Al_2O_3). Obwohl Saphir eine rhomboedrische Struktur aufweist, kann der Kristall auch durch eine hexagonale Einheitszelle beschrieben werden. Ist diese im Vergleich zu GaN um 30° gedreht [Jain00], so erreicht man eine Gitterfehlانpassung (relative Abweichung der beiden Gleichgewichtsgitterkonstanten) von 13.9 % [Ambacher98]. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Saphir ist größer als der von GaN. Beim Abkühlen zieht sich das Substrat also stärker zusammen als die GaN-Schicht, was zu einer kompressiven Verspannung führt.

Da SiC einen kleineren thermischen Ausdehnungskoeffizienten aufweist als GaN führt dies beim Abkühlen zu einer tensilen Verspannung. Somit wird gerade für dickere Epitaxie-Strukturen die Bildung von Rissen ein kritischer Punkt. Für dünnere Schichten kommen jedoch die Vorteile der geringen Gitterfehlانpassung (3.5 % [Jain00]) und die Möglichkeit der Dotierung zum Tragen. Durch die Leitfähigkeit des Substrates kann ein Bauteil über die Rückseite kontaktiert werden, was die Fertigung deutlich vereinfacht.

Ein besonders attraktives Substratmaterial ist Silizium. Es ist in vielen Größen und mit hoher kristalliner Qualität günstig zu erhalten. Zudem ist durch entsprechende Dotierung jede Art von Leitfähigkeit möglich. Das Wachstum von GaN auf Silizium gestaltet sich jedoch schwierig. Die meisten Ansätze verwenden die Si(111)-Ebene, da diese eine trigonale Symmetrie aufweist, und somit das Wachstum von GaN in c-Richtung begünstigt [Krost02]. Durch die hohe Gitterfehlانpassung (16.9 %) und die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten ist ein rissfreies Wachstum nur schwer zu verwirklichen [Able05]. Neuere Publikationen zeigen, dass

auch GaN-Wachstum auf anderen Si-Oberflächen möglich ist, wie beispielsweise der Si(110)-Ebene [Reiher10].

Idealerweise findet das Wachstum auf Substraten aus GaN statt. Diese sogenannte Homoepitaxie hat dann nicht mit den Schwierigkeiten der Gitterfehlanpassung oder unterschiedlicher thermischer Ausdehnungskoeffizienten zu kämpfen. Eine Möglichkeit hierfür bieten die im vorigen Abschnitt erwähnten dicken, mittels HVPE gewachsenen, GaN-Schichten, die vom Substrat abgelöst werden können. Diese sind an der Oberfläche vollständig relaxiert (siehe hierzu den folgenden Abschnitt) und können als Substrate für die Homoepitaxie dienen. Die Herstellung dieser Substrate mit einer geringen Dichte an Kristallfehlern ist jedoch aufwändig und somit teuer.

3. Störungen des Kristallgitters

Durch das Wachstum auf einem Fremdsubstrat wird das Kristallgitter der III-Nitride gestört. Durch die unterschiedlichen Gitterkonstanten wachsen die Schichten verspannt auf. Dies ist einerseits am Übergang zwischen Substrat und Epitaxieschicht der Fall, aber auch bei Heterostrukturen. Hier werden beispielsweise dünne Schichten InGa_N auf GaN abgeschieden. Der aufwachsende Kristall wird so verspannt, dass sich die Gitterstruktur der darunterliegenden Schicht anpasst (pseudomorphes Wachstum). Sind die Unterschiede zu groß, so bilden sich Kristallfehler, sogenannte Versetzungen aus. Durch die Unterschiede der thermischen Expansionskoeffizienten von Substrat und Epitaxieschichten entstehen zusätzliche Verspannungen beim Abkühlen nach dem Wachstum. Im Folgenden werden die Auswirkungen der Verspannungen auf den Kristall kurz beschrieben, und anschließend verschiedene Arten von Versetzungen, sowie deren Einfluss auf die Photolumineszenz vorgestellt.

3.1. Verspannungen

Eine elastizitätstheoretische Beschreibung der Verspannungen eines GaN-Kristalls ist beispielsweise in [Gmeinwieser06] zusammengefasst. Hier sollen nur die wichtigsten Größen, die zum weiteren Verständnis der Arbeit wichtig sind, eingeführt werden.

Die Auswirkungen von externen Kräften oder Spannungen σ_{ij} auf die Verformung eines Kristalls ϵ_{kl} wird durch das Hook'sche Gesetz beschrieben:

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \epsilon_{kl}. \quad (\text{I.3})$$

Die Komponenten σ_{xx} , σ_{yy} und σ_{zz} beschreiben hierbei Druckkräfte entlang der Hauptachsen des Kristalls, die Nichtdiagonalelemente σ_{xy} , σ_{yz} und σ_{xz} die Scherkräfte, die auf die Seitenflächen des Kristalls wirken.

Aus Symmetriegründen kann der Elastizitätstensor C_{ijkl} (ein Tensor vierter Stufe) auf eine 6×6 -Matrix reduziert werden [Ambacher02]. Wird die Symmetrie des Wurtzit-Kristalls mit berücksichtigt, besteht der Elastizitätstensor nur noch aus fünf unabhängigen Elementen:

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(C_{11} - C_{12}) \end{pmatrix}. \quad (\text{I.4})$$

Durch die Verspannung des Kristalls wird aus einer mikroskopischen Sichtweise das Untergitter der Metallatome gegenüber dem Untergitter der Stickstoff-Atome verschoben [Ambacher02]. Damit werden auch die negativen und positiven Ladungsschwerpunkte gegeneinander verschoben, es entsteht eine piezoelektrische Polarisierung.

Wird ein GaN-Kristall in c-Richtung gewachsen, so ist er biaxial verspannt. Dies bedeutet, dass die ab-Ebene gleichmäßig verspannt wird ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$). In Wachstumsrichtung wirkt keine Kraft auf den Kristall ($\sigma_{zz} = 0$), der sich somit in diese Richtung frei entspannen kann. Bei dieser Wachstumsrichtung wirken keine Scherkräfte auf den Kristall, die Nichtdiagonalelemente des Verspannungstensors verschwinden. Die Verspannung hat zur Folge, dass sich die Gitterkonstanten a und c im Vergleich zum Gleichgewichtsfall (a_0, c_0) verändern. Die Änderungen in den beiden Richtungen sind durch die Elastizitätskonstanten C_{13} und C_{33} miteinander verknüpft [Ambacher00]:

$$\frac{c - c_0}{c_0} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \frac{a - a_0}{a_0}. \quad (\text{I.5})$$

Mittels der piezoelektrischen Konstanten e_{31} und e_{33} lässt sich aus der Verspannung des Kristalls die piezoelektrische Polarisierung P_{PE} berechnen:

$$P_{PE} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right). \quad (\text{I.6})$$

Wie im Abschnitt 1 beschrieben, tritt auch in einem unverspannten Kristall durch die fehlende Inversionssymmetrie der Wurtzit-Struktur die spontane Polarisierung P_{sp}

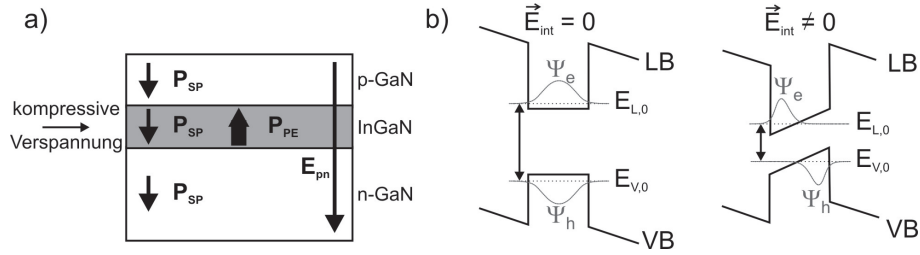


Abbildung I.2.: a) Spontane (P_{SP}) und Piezoelektrische (P_{PE}) Polarisation und Feld des p-n-Übergangs (E_{pn}) in InGaN/GaN Quantentrogstrukturen (Abbildung analog zu [Ambacher99a]). b) Auswirkungen der Polarisationsfelder auf die Bandkanten von Leitungs- (LB) und Valenzband (VB), die Wellenfunktionen ($\Psi_{e/h}$) und Grundzustandsenergien ($E_{L/V,0}$) im Quantentrog.

auf. Die beiden Polarisationen führen an Grenzflächen, wie beispielsweise dem Übergang von GaN nach InGaN bei Quantentrogstrukturen, zu Polarisationsladungen. Die Vorzeichen der einzelnen Polarisationen sind in Abbildung I.2 a) für den Fall eines kompressiv verspannten InGaN/GaN Quantentrogs gemeinsam mit dem Feld des p-n-Übergangs dargestellt, wie sie in einer typischen LED-Struktur vorliegen.

Das elektrische Feld E_{int} , das durch die Polarisationsladungen in einem Quantentrog hervorgerufen wird, kann mittels der Dielektrizitätskonstante ϵ_0 sowie der relativen Dielektrizitätskonstante ϵ wie folgt berechnet werden [Ambacher00]:

$$E_{int} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} [P_{PE} + (P_{sp}(InGaN) - P_{sp}(GaN))] \quad (I.7)$$

Eine genaue quantitative Bestimmung der elektrischen Feldstärke wird in Kapitel III.1.2 durchgeführt.

Dieses elektrische Feld führt zu einer Verkipfung der Bandstruktur in einem Quantentrog, wie in Abbildung I.2 b) schematisch dargestellt. Ähnlich dem Stark-Effekt in der Atomphysik werden die Energieniveaus der Ladungsträger $E_{L/V,0}$ verschoben, man spricht hierbei vom „Quantum Confined Stark Effect“ (QCSE). Durch die Verschiebung der Zustandsenergien für Elektronen und Löcher wird die Energie, die bei der Rekombination von Elektronen und Löchern frei wird, geringer. Ein weiterer Effekt des elektrischen Feldes ist die Lokalisierung der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern ($\Psi_{e/h}$) an gegenüberliegenden Seiten des Quantentrogs. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit der Rekombination der Ladungsträger unter Aussendung eines Photons verringert. Für eine genauere Betrachtung dieses Effekts wird auf Kapitel III.1.2 verwiesen.

3.2. Versetzungen

Bisher wurde angenommen, dass die aufwachsende Schicht so verspannt wird, dass sie die Gitterkonstante der darunterliegenden Schicht annimmt. Ab einer gewissen Dicke der pseudomorph verspannten Schicht wird die Verspannungsenergie durch den Einbau von Versetzungen abgebaut [Jain00]. Es gibt verschiedene Arten von Versetzungen, die durch ihren Burgersvektor \vec{b} charakterisiert werden. Dieser wird im Folgenden anhand zweier einfacher Versetzungstypen definiert.

Abbildung I.3 a) zeigt anhand eines kubischen Gitters schematisch eine Stufenversetzung. Hier ist eine zusätzliche Halbebene (grau markiert) in den Kristall eingeschoben, die an der Versetzungslinie $\vec{\zeta}$ endet. Die gestrichelte Linie symbolisiert den sogenannten Burgers-Umlauf, der den Burgersvektor \vec{b} definiert. Für den Burgersvektor werden die ungestörten Gitterplätze um eine Versetzungslinie so abgezählt, dass in jede Richtung gleich viele Gitterplätze durchlaufen werden. Bei einem ungestörten Kristall würde man so nach einem vollständigen Umlauf wieder am Ausgangspunkt herauskommen. Schließt der Burgers-Umlauf eine Stufenversetzung ein, so liegt zwischen Ausgangs- und Endpunkt ein Gitterplatz. Der Burgersvektor wird definiert als Differenz zwischen Ausgangs- und Endpunkt des Burgersumlaufs. Für eine Stufenversetzung gilt $\vec{b} \perp \vec{\zeta}$. Abbildung I.3 b) zeigt schematisch eine Schraubenversetzung. Hier sind die Kristallebenen wendeltreppenartig gegeneinander verschoben, die Versetzungslinie bildet das Zentrum der Wendeltreppe und es gilt $\vec{b} \parallel \vec{\zeta}$.

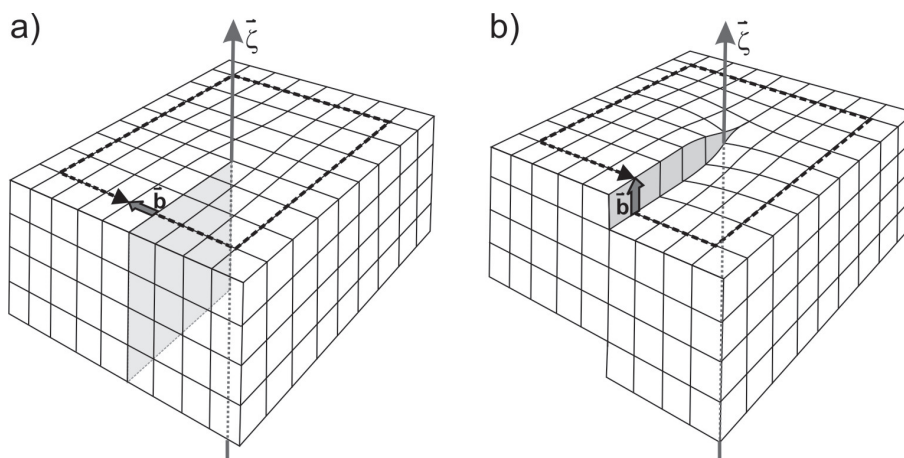


Abbildung I.3.: Schemazeichnung a) einer Stufenversetzung und b) einer Schraubenversetzung. Der Burgersvektor \vec{b} wird durch einen Burgersumlauf (gestrichelte Linie) um die Versetzungslinie $\vec{\zeta}$ bestimmt.

Abbildung mit freundlicher Genehmigung entnommen aus [Gmeinwieser06] (analog zu [Hirth68] Seite 9).

Diese beiden Versetzungstypen sind reine Versetzungen, ihr Burgersvektor entspricht einer primitiven Gittertranslation. Sogenannte gemischte Versetzungen sind eine Mischform aus Stufen- und Schraubenversetzungen.

Typischerweise liegt die Dichte dieser Linienversetzungen für GaN-Strukturen, die auf Saphir oder SiC gewachsen wurden, im Bereich von $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Zusätzlich zu den Linienversetzungen existieren noch planare Defekte, sogenannte Stapelfehler. Hierbei wird die Stapelfolge der Kristallebenen verändert.

Über die Auswirkungen auf die Photolumineszenz von Linienversetzungen existieren zahlreiche Arbeiten. So wird beispielsweise in der Dissertation von Nikolaus Gmeinwieser gezeigt, dass die Versetzungskerne in GaN-Schichten als Zentren der nichtstrahlenden Rekombination von Ladungsträgern wirken. Die Positionen der Versetzungen sind als dunkle Stellen in der bandkantennahen Lumineszenz zu sehen [Gmeinwieser06]. Die Verspannungsfelder um die einzelnen Stufenversetzungen, die durch die zusätzliche Halbebene hervorgerufen werden, konnten in der Photolumineszenz durch eine Verschiebung der Emissionsenergie detektiert werden [Gmeinwieser07].

Darauf aufbauende Diplomarbeiten von Matthias Eder [Eder08] und Julia Danhof [Danhof08, Danhof09] konnten für blau emittierende Quantentrogstrukturen ebenfalls eine Korrelation zwischen den Versetzungslinien und einer verringerten Quantentrogemission feststellen. Diese Ergebnisse werden auch von weiteren Publikationen unterstützt [Kaneta08, Meyer10]. Im Unterschied zu reinem GaN wird teilweise bei den untersuchten Quantentrogstrukturen zwischen den Versetzungslinien jedoch keine homogene Lumineszenzintensität beobachtet, was den Schluss zulässt, dass auch noch andere Mechanismen existieren, die für die nichtstrahlende Rekombination von Ladungsträgern verantwortlich sind.

Um die hohe Versetzungsdichte zu reduzieren, kann das ELOG-Verfahren (engl. epitaxial lateral overgrowth) angewendet werden [Beaumont01]. Hierbei wird zuerst eine Schicht GaN auf einem Fremdsubstrat abgeschieden. Auf diese Schicht wird ein Dielektrikum (SiO_2 oder SiN) aufgebracht und durch photolithographische Schritte in parallele Streifen geätzt. Die Regionen zwischen den Streifen werden als Fenster bezeichnet. Anschließend wird die Struktur wieder in den Reaktor eingebracht, und weiteres GaN abgeschieden, das zuerst nur in den Fensterbereichen anwachsen kann, und nicht auf der SiO_2 -Maske. Die Maskenregion wird durch geeignete Wachstumsbedingungen lateral überwachsen (daher der Name ELOG), bis sich eine geschlossene Oberfläche bildet („Koaleszenz“). Die Masken stoppen die Ausbreitung der Versetzungen in die darüberliegende Schicht, und somit kann in den Regionen

über der Maske die Versetzungsdichte auf Werte im Bereich von 10^6 cm^{-2} reduziert werden. Eine genauere Beschreibung und optische Charakterisierung von ELOG-Strukturen findet sich beispielsweise in der Diplomarbeit von Peter Gottfriedsen [Gottfriedsen04].

Für den ELOG-Prozess muss die Strukturierung der Maske außerhalb des Wachstumsreaktors vorgenommen werden. Außerdem wird die Versetzungsdichte nur außerhalb der Masken verringert, in den Fensterregionen können sich die Versetzungen weiterhin ungestört ausbreiten. Diese Nachteile werden durch das Einbringen einer SiN-Zwischenschicht umgangen (siehe z. B. [Hertkorn09]). Bei dieser Methode wird so wenig SiN abgeschieden, dass die GaN-Oberfläche nicht vollständig bedeckt wird. Es bildet sich eine inselartige Struktur aus, die beim nächsten Wachstumsschritt von GaN überwachsen wird. Die Reduktion der Defektdichte beruht auf dem gleichen Prinzip wie beim ELOG-Verfahren, nur dass hiermit die Versetzungsdichte gleichmäßig reduziert wird.

4. Alternative Kristallrichtungen

Wie im Abschnitt 3.1 beschrieben wurde, treten bei in c-Richtung gewachsenen Quantentrogstrukturen starke elektrische Felder auf, die durch die spontane und piezoelektrische Polarisierung hervorgerufen werden. Man bezeichnet die c-Ebene aus diesem Grund als polare Ebene. Die Nachteile, die diese Felder auf die Lichtemission von optoelektronischen Bauteilen haben, nehmen mit dem Indium-Gehalt immer mehr zu. Dies ist einer der Gründe, warum die Herstellung von hocheffizienten grünen Leucht- und Laserdioden sehr komplex ist. Eine Möglichkeit, diese Felder zu umgehen, bieten andere Kristallrichtungen der Wurtzitstruktur. So werden die Ebenen senkrecht zur c-Ebene als nonpolare Ebenen bezeichnet (a- und m-Ebene), alle Ebenen dazwischen als semipolar. Die Erforschung dieser alternativen Kristallrichtungen geschieht in Deutschland im Rahmen des von der DFG geförderten Projekts „PolarCoN“, an dem auch die Universität Regensburg, beispielsweise im Rahmen der Diplomarbeiten von Hans-Jürgen Möstl und Lukas Schade, beteiligt ist [Möstl09, Schade09].

Da die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben alle in c-Richtung gewachsen wurden, wird hier nur ein kurzer Überblick über mögliche Ebenen und Wachstumsprozesse gegeben.

Das Wachstum in diesen alternativen Richtungen ist noch sehr schwierig, da geeignete Substrate in entsprechender Größe fehlen. Das Wachstum auf der r-Ebene des

Saphirs ermöglicht die Herstellung von GaN in der a-Richtung [11-20], jedoch treten hier sehr hohe Dichten von Stapelfehlern auf [Badcock08].

Selektives Wachstum auf strukturierten Substraten, ähnlich dem ELOG-Prozess, ermöglicht die Herstellung dreidimensionaler Strukturen mit semipolaren Seitenfacetten. Hier werden im Rahmen des PolarCoN-Projekts verschiedene Ansätze verfolgt. An der Universität Ulm werden beispielsweise dreieckige Streifen mit Seitenfacetten der [1-101]-Ebene gewachsen [Wunderer07]. Eine Weiterentwicklung dieses Prozesses führte zu inversen Pyramidenstrukturen mit [11-22]- und [1-101]-Ebenen [Wunderer09]. Die Universität Stuttgart experimentiert mit Pyramidenstrukturen, die auf Löchern in einer SiO₂-Maske aufgewachsen werden. Hierbei bilden sich hexagonale Pyramiden mit [1-101]-Seitenfacetten [Jetter04].

Die Anwendung in der Massenproduktion von optoelektronischen Bauelementen wird durch den hohen Aufwand bei Herstellung und Prozessierung der Bauteile erschwert.

Optimal für die Produktion wären GaN-Substrate für die Homoepitaxie in beliebigen Kristallrichtungen. Die Firma Mitsubishi Chemical bietet solche Substrate an. Hierfür werden aus einer dicken, mittels HVPE in c-Richtung gewachsenen GaN-Schicht dünne Scheiben in beliebigen Orientierungen gesägt [Fujito08]. Dadurch entstehen qualitativ hochwertige Substrate, die jedoch eine sehr kleine Fläche aufweisen, die durch die Dicke der ursprünglichen GaN-Schicht begrenzt ist. Dadurch und durch die enorm hohen Kosten eignen sich diese Substrate nicht für die Massenproduktion, sondern nur für die Erforschung der grundlegenden Eigenschaften der unterschiedlichen Kristallrichtungen [Schwarz07b]. So konnte beispielsweise eine hocheffiziente blau-violette LED auf der m-Ebene mittels dieser Substrate hergestellt werden [Kim07a].

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die verschiedenen non- und semipolaren Kristallrichtungen interessante Möglichkeiten für zukünftige Anwendungen bieten. Durch den Mangel an geeigneten und billigen Substraten ist jedoch vorerst eine Massenproduktion auf die c-Ebene beschränkt.

5. Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise von LEDs

Das bisher beschriebene Materialsystem der Gruppe-III Nitride bildet die Basis von kommerziellen blauen, grünen und weißen Leuchtdioden (LED, engl. light emitting diode). In diesem Abschnitt soll nun kurz auf die Funktionsweise und den prinzipiellen Aufbau von LEDs eingegangen werden.

Das Herzstück einer LED bildet ein p-n-Übergang, die Grenze zwischen einer n-dotierten und einer p-dotierten Schicht. Wird an diese Diodenstruktur eine Spannung in Vorwärtsrichtung angelegt, so fließen im n-dotierten Bereich Elektronen, im p-dotierten Bereich Löcher, die in den Übergangsbereich injiziert werden. Rekombinieren die Ladungsträger, so kann die frei werdende Energie in Form von Licht emittiert werden.

Diese Form der LED hat jedoch große Nachteile. Da das gesamte Bauteil aus einem Material besteht, sind die n- und p-dotierten Schichten für das entstehende Licht nicht transparent, und die Ladungsträger sind auf ein relativ großes Volumen verteilt, was die Rekombinationswahrscheinlichkeit deutlich reduziert. Aus diesem Grund werden dünne Schichten mit einer geringeren Bandlücke in den p-n-Übergang eingebracht. Das reduziert die Energie des emittierten Lichts soweit, dass es von den angrenzenden Schichten nicht mehr absorbiert werden kann, und lokalisiert die Ladungsträger auf ein deutlich kleineres Volumen. Durch die Wahl des Materials in dieser Schicht kann die Emissionswellenlänge der LED bestimmt werden. So werden im Spektralbereich von UV bis grün LEDs typischerweise auf Basis des Materialsystems AlInGaN hergestellt, von grün bis rot wird AlInGaP verwendet [Laubsch10].

Von einem Quantentrog (QW, engl. quantum well) spricht man, wenn die Schichtdicke so klein ist, dass Quanteneffekte zu gebundenen Zuständen im Potentialtopf führen. Typischerweise sind die Quantentröge in InGaN/GaN-LEDs wenige Nanometer dick.

Ein schematischer Bandverlauf einer Quantentrog-LED ist in Abbildung I.4 b) gezeigt. Eine externe Spannung U_a in Vorwärtsrichtung sorgt dafür, dass Elektronen und Löcher in den Quantentrog injiziert werden. $\Phi_{n/h}$ bezeichnet die Quasiferminiveaus für die einzelnen Ladungsträgerarten. Die Bandstruktur im Quantentrog ist durch das piezoelektrische Feld verbogen (siehe Abschnitt 3.1). Bei der Rekombination der Ladungsträger können Photonen der Energie $h\nu$ erzeugt werden. Diese Energie entspricht der Differenz der Zustandsenergien für Elektronen und Löcher im Quantentrog.

Ein weiteres Problem, das bei der Fertigung von hocheffizienten Leuchtdioden umgangen werden muss, ist der hohe Brechungsindex von GaN von $n \approx 2.5$ [Ejder71]. Dadurch kommt es beim Übergang von GaN zu Luft bereits bei relativ kleinen Winkeln von etwa 25° zur Totalreflexion. Dies führt zur mehrfachen Reflexion des Lichts innerhalb der LED-Struktur und erhöht damit die Wahrscheinlichkeit der Absorption. Durch die Fertigung von ThinGaNTM-Chips bei Osram Opto-Semiconductors

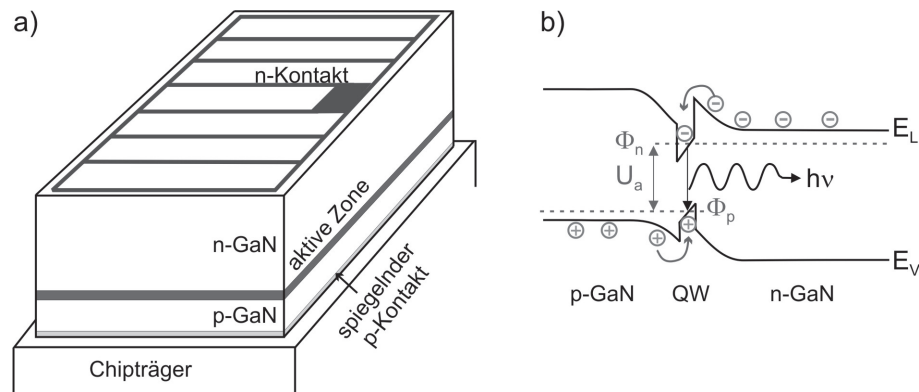


Abbildung I.4.: a) Schematischer Aufbau einer Dünnschicht-LED. b) Prinzip der Ladungsträgerinjektion in eine Quantentrogstruktur bei der Elektrolumineszenz.

wird die Lichtauskopplung aus den LED-Chips optimiert [Haerle04]. Diese Technologie beruht darauf, dass das Licht auf der Unterseite der fertig montierten LED möglichst effektiv reflektiert wird, und gleichzeitig die Lichtauskopplung an der strukturierten Oberseite des Chips verbessert wird. Die Auskopplung wird durch eine Aufrauung der Oberfläche durch Ätzprozesse verbessert. Durch diese Oberflächenstruktur wird das Licht unter statistisch verteilten Winkeln gestreut, und somit die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass es die Struktur verlassen kann.

Darüberhinaus ist es wichtig, dass das Licht an der Oberfläche auf möglichst wenig absorbierende Schichten wie beispielsweise metallische Kontaktstrukturen trifft. Die Fläche der Kontakte kann jedoch nicht beliebig verkleinert werden, da sonst der Strom nicht mehr homogen durch die aktive Zone fließen kann. Der begrenzende Faktor ist also die laterale Leitfähigkeit der Strukturen zwischen den Kontakten und der aktiven Zone.

Da die n-dotierte Seite der Diode wesentlich dicker ist, und eine höhere laterale Leitfähigkeit aufweist, eignet sie sich besser als auskoppelnde Seite als die p-Seite. Aus diesem Grund werden die Dioden bei der ThinGaNTM-Technologie mit der p-Seite eutektisch auf einen Chipträger gebondet. Die metallische Bond-Schicht vereint eine spiegelnde Unterseite des Chips mit einem flächigen p-Kontakt.

Durch einen „Laser lift off“-Prozess wird nun das Saphir-Substrat abgelöst, und das dann freiliegende n-GaN angeätzt und eine metallische n-Kontaktstruktur prozessiert, die aus wenigen dünnen Stegen besteht. Dadurch kann die Lichtauskoppel-effizienz auf 75 % verbessert werden [Baur09].

Abbildung I.4 a) zeigt schematisch den Aufbau einer so prozessierten Dünnschicht-LED, wie sie in dieser Arbeit untersucht wurde. Diese Diode hat eine Fläche von

2 mm² und ist damit doppelt so groß wie eine „übliche“ Hochleistungsdiode, wie sie beispielsweise in [Baur09, Laubsch10] gezeigt wird. Dies zeigt, dass der ThinGaNTM-Prozess auch auf größere Chipflächen skaliert werden kann. Durch die größere Fläche kann die gesamte emittierte Lichtleistung bei gleicher Stromdichte erhöht werden.

Die Leistungsdaten einer 1 mm²-LED in einem Dragon-Gehäuse von Osram Opto Semiconductors sind in [Baur09] veröffentlicht. Bei einem Betriebsstrom von 350 mA wird eine Leistung von 643 mW mit einer Wellenlänge von 440 nm emittiert, dies entspricht einem Gesamt-Wirkungsgrad von 57 %.

6. Erzeugung von weißem Licht mit LEDs

Für die Anwendung von LEDs in der Allgemeinbeleuchtung muss weißes Licht erzeugt werden. Für das menschliche Auge entsteht ein weißer Farbeindruck, wenn alle Farben des sichtbaren Spektrums überlagert werden. Dies ist mit einer einzelnen LED eigentlich nicht möglich, weil durch die definierten Energiezustände der Ladungsträger im Quantentrog nur ein schmales Spektrum emittiert werden kann.

Eine Möglichkeit, trotzdem weißes Licht zu erzeugen, besteht darin, drei LEDs in den Grundfarben blau, grün und rot simultan zu betreiben. Durch die additive Mischung der drei Grundfarben kann jede beliebige Lichtfarbe eingestellt werden. Für eine weiße LED müssen die einzelnen Chips jedoch aktiv geregelt werden, da sie aufgrund der unterschiedlichen Materialien unterschiedlich auf Temperaturschwankungen reagieren. Dies macht die Produktion solcher „Multi-Chip-LED“-Module aufwändig und damit teuer.

Eine einfachere Methode, die mit nur einem LED-Chip auskommt, ist die sogenannte Lumineszenz-Konversions-LED. Hierfür wird auf eine blau emittierende LED ein Lumineszenzfarbstoff aufgebracht, der Teile der LED-Emission absorbiert, und langwelligeres Licht wieder emittiert. Durch additive Farbmischung kann so ein weißer Lichteindruck entstehen. Erste Realisierungen verwendeten zwei organische Farbstoffe, die grün und rot emittieren [Schlotter97].

Anorganische Farbstoffe sind jedoch unempfindlicher gegenüber UV-Strahlung oder thermischer Belastung. So werden heute hauptsächlich Granate verwendet, die mit seltenen Erden dotiert sind [Laubsch10], wie zum Beispiel der gelb emittierende Farbstoff Y₃Al₅O₁₂:Ce³⁺ [Schlotter97, Baur09].

Abbildung I.5 zeigt schematisch den Aufbau und das Spektrum einer Konversions-LED. Durch die Überlagerung der blauen Emission der LED und der gelben Emission

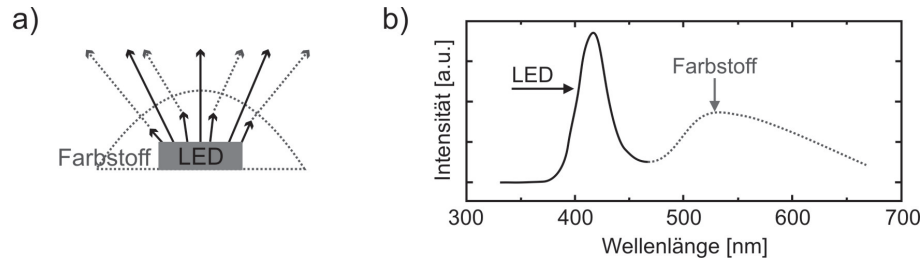


Abbildung I.5.: a) Schematischer Aufbau einer Konversions-LED: Die blau emittierende LED wird mit einem gelb leuchtenden Fluoreszenz-Farbstoff beschichtet. b) Das Spektrum einer weißen Konversions-LED besteht aus einer Überlagerung der LED-Emission und der Farbstoff-Emission.

des Farbstoffs ergibt sich ein weißer Farbeindruck.

So erzeugtes weißes Licht hat einen Farbeindruck wie ein Planck'scher Strahler mit einer Temperatur von 5000 K [Baur09]. Dies hat auf den Menschen einen sehr kalten Eindruck, da im Vergleich zu einer herkömmlichen Glühlampe der rote Spektralbereich im Spektrum fehlt (siehe hierzu z.B. [Laubsch10, Wessler10]). Um das Licht attraktiver zu machen, kann ein zusätzlicher Farbstoff beigemischt werden, der im roten Spektralbereich emittiert. Eine andere Lösung bieten Ansätze mit mehreren Chips. Ein Modul, das aus sechs Farbstoff-beschichteten blauen LEDs und zwei zusätzlichen roten LEDs besteht, kann mit sehr hohen Effizienzen ein warmweißes Licht mit einer Farbtemperatur von 3000 K erzeugen [Baur09].

II. Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Methoden erläutert und das verwendete konfokale Mikroskop beschrieben. Der erste Teil dieses Kapitels stellt eine kurze Zusammenfassung über das Prinzip der konfokalen Mikroskopie dar. Danach wird der verwendete experimentelle Aufbau, der zu großen Teilen von Nikolaus Gmeinwieser [Gmeinwieser02] konzipiert worden ist, im Detail beschrieben, sowie die einzelnen Messmethoden erklärt.

Der Hauptteil der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen besteht aus orts aufgelösten Photolumineszenz-Messungen unter externen elektrischen Feldern sowie der simultanen Messung des durch den anregenden Laserstrahl erzeugten Photostroms. Eine weitere Methode zur Charakterisierung von LED-Strukturen ist die orts aufgelöste Elektrolumineszenz-Spektroskopie.

1. Konfokale Mikroskopie

Der in dieser Arbeit verwendete experimentelle Aufbau basiert auf dem Prinzip der konfokalen Mikroskopie. Die Darstellung der theoretischen Grundlagen in diesem Kapitel richtet sich nach [Corle96]. Der größte Unterschied zur konventionellen Mikroskopie basiert darauf, dass das zu untersuchende Objekt nicht flächig beleuchtet wird und dann über ein vergrößerndes Objektiv abgebildet wird, sondern die Anregung örtlich begrenzt ist, und das Bild punktweise aufgebaut wird. In dem in dieser Arbeit verwendeten Mikroskop wird dies dadurch realisiert, dass die zu untersuchende Probe mittels eines Verschiebetisches in der Fokusebene bewegt wird. Alternativ lässt sich die punktweise Abbildung auch dadurch realisieren, dass der anregende Laser über die Probe geführt wird. Man spricht in diesem Fall von einem „confocal scanning optical microscope“. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der Begriff „Scan“ verwendet, um die punktweise Abrasterung der Probe und das daraus zusammengesetzte Bild zu beschreiben.

Als Beleuchtungs- bzw. Anregungsquelle wird ein Laser verwendet, der über ein Mikroskopobjektiv auf die Probe fokussiert wird. Dort bildet sich dann in der Fokusebene ein beugungsbegrenzter Lichtpunkt, der die Photolumineszenz der Probe anregt. Das emittierte Licht wird durch dasselbe Objektiv eingesammelt und über eine Linse, die sogenannte Tubuslinse, auf eine kleine Lochblende fokussiert. Diese

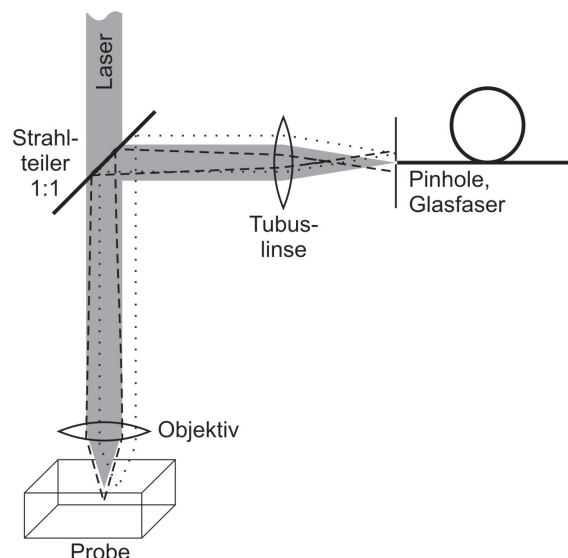


Abbildung II.1.: Schematische Darstellung des Prinzips der konfokalen Mikroskopie. Die idealen Strahlengänge von Anregungslaser und Signal sind grau dargestellt, die gestrichelte bzw. gepunktete Linie symbolisiert dabei Abbildungen von Punkten unterhalb bzw. seitlich des Fokuspunktes.

Lochblende wird im weiteren Verlauf der Arbeit nach ihrer englischen Bezeichnung „Pinhole“ genannt. Das Prinzip ist durch Abbildung II.1 verdeutlicht. Der graue Bereich symbolisiert hier den idealen Strahlengang von Anregungslaser und Signal. Durch die Tubuslinse wird in der Pinhole-Ebene ein vergrößertes reelles Bild der leuchtenden Probenfläche erzeugt, aus dem die Lochblende einen kleinen Bereich durchlässt. Die Intensität in den restlichen Bereichen wird blockiert (siehe gepunktete Linie in Abbildung II.1). Ebenso werden Regionen, die nicht in der Fokusebene des Objektivs liegen, nun nicht mehr unscharf abgebildet wie beim konventionellen Mikroskop, sondern verschwinden ganz. Dies lässt sich dadurch erklären, dass Licht aus anderen Ebenen der Probe auf dem Pinhole unscharf abgebildet wird, was zu einem wesentlich größeren Bereich in der Ebene der Lochblende führt (siehe gestrichelte Linie in Abbildung II.1), und durch das Pinhole nicht mehr auf den dahinter liegenden Detektor abgebildet werden kann. Das Pinhole agiert somit als räumlicher Filter in der Detektionsebene, was die Ortsauflösung des Mikroskops weiter verbessert. Der Fokus dieser Detektion fällt mit dem Anregungsfokus zusammen, daher die Bezeichnung „konfokal“.

Theoretisch lässt sich die Wirkung des konfokalen Mikroskops auf die räumliche Auflösung der Abbildung durch eine Faltung des Anregungsfokus mit dem Detektionsfokus beschreiben. Eine genaue theoretische Beschreibung der Abbildungen und der dadurch erreichten Auflösungsvermögens findet sich beispielsweise in [Born93, Corle96].

Durch Beugung an der Eintrittspupille des Objektivs wird eine inkohärent strahlende Punktlichtquelle in der Detektionsebene als beugungsbegrenzte, um die optische Achse radialsymmetrische Scheibe abgebildet. Die Intensität des Beugungsbildes im Abstand von der optischen Achse r wird durch die Airy-Funktion beschrieben:

$$I(r) = \left| \frac{2J_1(kr \sin \theta)}{kr \sin \theta} \right|, \quad (\text{II.1})$$

mit der Besselfunktion J_1 und dem Wellenvektor des Lichts $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Zwei Punkte auf der Probe lassen sich dann getrennt auflösen, wenn sie mindestens den Abstand voneinander haben, bei dem die Intensität der beiden Beugungsbilder zwischen den Punkten auf $1/e$ abfällt (Rayleigh-Kriterium). In [Corle96] ist dieses laterale Auflösungsvermögen für ein Standardmikroskop mit

$$d_S = \frac{0.61\lambda}{NA} \quad (\text{II.2})$$

angegeben. Der Index S steht hier für das Standardmikroskop. Durch Verwendung

des konfokalen Mikroskops (Index C) wird dies auf

$$d_C = \frac{0.56\lambda}{NA} \quad (\text{II.3})$$

verbessert.

In die Berechnung der Ortsauflösung geht eine wichtige Kenngröße des Objektivs ein, die numerische Apertur (NA). Sie beschreibt, welchen Akzeptanzwinkel das verwendete Objektiv hat:

$$NA = n \sin \theta. \quad (\text{II.4})$$

Hierbei ist n der Brechungsindex des Materials zwischen Probe und Objektiv und θ der halbe Öffnungswinkel unter dem das Licht vom Objektiv akzeptiert wird. Ist zwischen Objektiv und Probe Luft, so kann die NA des Objektivs nie größer als 1 werden. Im Fall des in dieser Arbeit zum Teil verwendeten Immersionsobjektivs wird allerdings zwischen Probe und Objektiv ein Öl mit höherem Brechungsindex eingebracht, was somit eine $NA > 1$ ermöglicht. Je höher die numerische Apertur des Objektivs ist, desto höher ist die theoretisch erreichbare Auflösung.

Die theoretischen Auflösungsgrenzen für die in dieser Arbeit verwendeten Objektive sind in Tabelle II.1 angegeben. Details zu den Objektiven sind in Abschnitt II.2 angegeben. Für die Berechnung wurde eine Wellenlänge von $\lambda = 450$ nm verwendet, da die hier untersuchten Proben bei dieser Wellenlänge emittieren.

Objektiv	Numerische Apertur NA	Auflösungsgrenze für konfokales Mikroskop d_C
Linse	0.75	336 nm
Immersion	1.3	194 nm

Tabelle II.1.: Theoretische Auflösungsgrenzen der verwendeten Objektive

Diese Werte sind in der Realität allerdings nicht zu erreichen, da die Berechnung für ein infinitesimal kleines Pinhole durchgeführt wurde. Ein weiterer Effekt, der sich negativ auf die Abbildung und somit auf die Ortsauflösung auswirkt, sind die Linsenfehler der abbildenden Optiken. Diese werden zwar durch die Verwendung eines Mikroskop-Objektivs minimiert, können aber nicht vollständig eliminiert werden. Auch kleine Justierungenauigkeiten wirken sich negativ auf die Ortsauflösung aus.

Eine Bestimmung der realen Auflösung des Versuchsaufbaus kann durch den Scan über eine ideale Kante vorgenommen werden. In den Diplomarbeiten von Julia Danhof [Danhof08] und Hans-Jürgen Möstl [Möstl09] wurde dies mit einer pyramidal

gewachsenen Probe von der Universität Ulm durchgeführt. Die Beschreibung dieser Probenstruktur findet sich in [Wunderer07]. Ein Scan über die Kante, die im Rahmen der gegebenen Ortsauflösung als ideal angenommen werden kann, liefert einen durch die Auflösung verbreiterten Intensitätsabfall. Als Auflösung wird der Abstand der beiden Punkte definiert, in denen die Intensität 90 % und 10 % der maximalen Intensität durchläuft (siehe hierfür auch [Gmeinwieser06]). Mit dem Immersionsobjektiv konnte dadurch ein Wert von 235 nm bestimmt werden, der schon sehr nahe an der theoretischen Grenze liegt.

Bisher war in diesem Abschnitt nur von der lateralen Auflösung die Rede, also in einer Ebene senkrecht zur optischen Achse des Mikroskops. Von Interesse ist allerdings auch das Auflösungsvermögen entlang der optischen Achse. Hier spricht man auch von der Tiefenschärfe. Der Intensitätsverlauf entlang der optischen Achse im Abstand z von der Fokusebene wird durch folgende Gleichung beschrieben [Corle96]:

$$I(z) = \left(\frac{\sin \left[\frac{knz}{2} (1 - \cos \theta) \right]}{\frac{knz}{2} (1 - \cos \theta)} \right)^4. \quad (\text{II.5})$$

Die Tiefenschärfe d_z beträgt

$$d_z = \frac{0.62\lambda}{n(1 - \cos \theta)} \quad (\text{II.6})$$

Diese liegt für die in dieser Arbeit verwendeten Objektive bei einigen hundert Nanometern. Da hier Quantentrogsschichten von der Dicke von wenigen Nanometern untersucht werden, spielt die Tiefenschärfe jedoch keine Rolle. Auch bei Mehrfachquantentrögen ist die Licht emittierende Schicht immer noch deutlich innerhalb des Tiefenschärfebereichs des Mikroskops. Bei der Photolumineszenz-Spektroskopie an dreidimensionalen Strukturen, wie sie in [Möstl09, Schade09] beschrieben ist, muss die Tiefenschärfe jedoch mit berücksichtigt werden.

Bei der Photolumineszenz aus einer wenige μm dicken Schicht kann es prinzipiell zu einer Interferenzstruktur kommen, die das PL-Spektrum überlagert. Diese Interferenzen gleicher Dicke sind in den hier gezeigten μPL -Messungen nicht zu sehen, da durch die Verwendung von Mikroskopobjektiven mit hoher numerischer Apertur das Licht durch die große Winkelverteilung ein breites Spektrum an k -Werten aufweist, und somit die Interferenzen herausgemittelt werden.

2. Mikro-Photolumineszenz-Messungen

Für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen wurde ein selbstgebautes konfokales Mikroskop verwendet. Dieses ist im Rahmen der Diplomarbeit von Nikolaus Gmeinwieser [Gmeinwieser02] entstanden, und wurde seitdem beständig weiterentwickelt und optimiert. Ursprünglich wurde der Aufbau für hochauflösende Spektroskopie an GaN-Kristallen konzipiert. Inzwischen werden hauptsächlich InGaN-Quantentrog-Strukturen untersucht. Desweiteren besteht die Möglichkeit, externe elektrische Felder an die Probe anzulegen und damit den durch den Anregungslaser erzeugten Photostrom zu messen (siehe hierzu Abschnitt II.3), sowie die Elektrolumineszenz von Leuchtdioden zu messen (Abschnitt II.4).

Abbildung II.2 zeigt eine schematische Zeichnung des verwendeten konfokalen Mikroskops. Auf eine genaue Beschreibung der einzelnen Strahlengänge wird hier verzichtet, diese sind in [Gmeinwieser06] detailliert aufgeführt. Hier soll deshalb nur auf die prinzipielle Funktionsweise, für diese Arbeit wichtige Parameter und seitdem geänderte Komponenten eingegangen werden, sowie die Methode beschrieben werden, die eine reproduzierbar genaue Justage des Aufbaus ermöglicht.

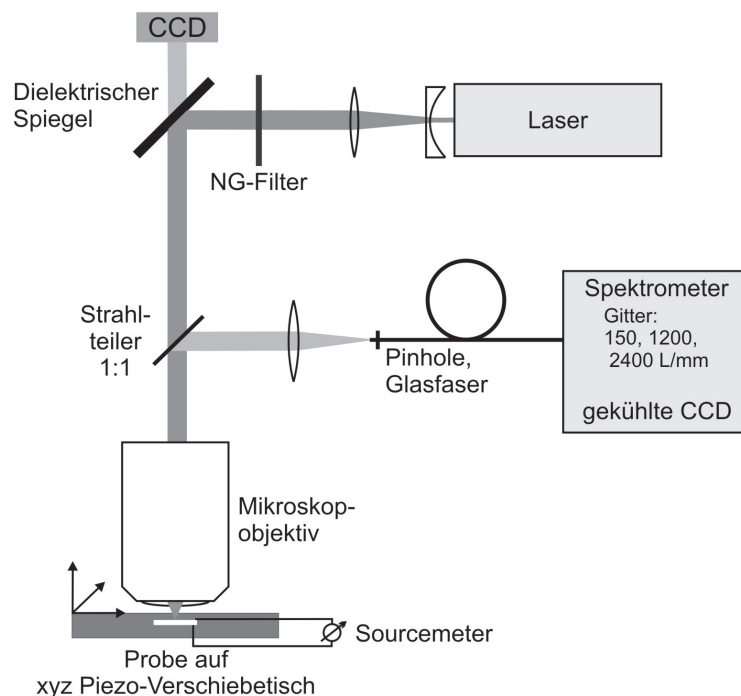


Abbildung II.2.: Schemazeichnung des Mikro-Photolumineszenz-Messplatzes.

Verwendete Geräte

Als Anregungsquelle wurde hauptsächlich ein Argon-Ionen Laser der Firma Spectra-Physics (Modell 2045E) verwendet. Für spektroskopische Messungen an Halbleiterstrukturen wird eine Emissionslinie benötigt, deren Photonenenergie über der Energie der Bandlücke des zu untersuchenden Materials liegt. Bei GaN-Schichten bietet sich so die Emissionslinie mit einer Wellenlänge von $\lambda = 334 \text{ nm}$ an. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen an InGaN/GaN Quantentrogstrukturen ist diese Linie allerdings weniger geeignet, weil sie bereits in den GaN-Barrieren absorbiert wird, und somit Ladungsträger erst durch Transportprozesse in den Quantentrog gelangen. Durch die Wahl der Emissionslinie bei $\lambda = 380 \text{ nm}$ werden die Ladungsträger selektiv in den Quantentrog-Schichten erzeugt, da die Photonenenergie nicht ausreicht, um Ladungsträger in den Barrieren anzuregen. Somit haben Transportprozesse in den Barrieren keinen Einfluss auf die Photolumineszenz der InGaN Quantentröge. Die selektive Anregung der Quantentrogsschichten ist ein großer Vorteil gegenüber der Kathodolumineszenz, wo die Ladungsträger oberflächennah durch einen Elektronenstrahl erzeugt werden und erst durch Transportprozesse in den Quantentrog gelangen.

In der letzten Phase dieser Arbeit wurde zusätzlich ein Diodenlaser der Firma Toptica (Modell iPulse/iBeam) mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 375 \text{ nm}$ verwendet. Dieser zeichnet sich, ähnlich wie der Argon-Ionen-Laser, durch eine exzellente Strahlqualität aus, allerdings ist die maximale Leistung von 18 mW noch vergleichsweise gering. Großer Vorteil dieses Lasers ist der geringe Stromverbrauch im Betrieb und die sofortige Einsatzbereitschaft ohne längere Aufwärmzeiten.

Der anregende Laserstrahl wird durch eine Kombination zweier Linsen ($f_1 = -5 \text{ cm}$, $f_2 = 10 \text{ cm}$) aufgeweitet und über einen auf die Laserwellenlänge optimierten dielektrischen Spiegel zum Objektiv umgelenkt. Ein Filterrad mit zehn Sektoren ermöglicht die stufenweise Abschwächung des Laserstrahls um bis zu drei Größenordnungen bei gleichbleibender Dicke des Filters. Dies sorgt für einen konstanten Versatz des Laserstrahls beim Durchgang durch den Filter über den gesamten Leistungsbereich, was bei der Verwendung von einzelnen Filtern nicht gewährleistet werden kann.

Die in dieser Arbeit verwendeten Objektive sind Standard-Mikroskopobjektive der Firma Zeiss. Dies ist zum einen das Modell „LD Plan-Neofluar $63\times/0.75 \text{ Korr}$ “ mit einer Vergrößerung von $63\times$ und einer numerischen Apertur von $NA = 0.75$. Der Arbeitsabstand dieses Objektives beträgt 1.7 mm und die Deckglaskorrektur ist für Glasstärken von 0 bis 1.5 mm einstellbar. Dies ermöglicht auch Messungen bei tie-

fen Temperaturen, bei denen die Probe in einen Mikroskopkryostaten eingebaut ist. Dieses Objektiv wird im weiteren Verlauf der Arbeit als Linsenobjektiv bezeichnet. Ein weiteres Objektiv ist das Immersionsobjektiv, Modell „Fluar 100 \times /1.3 Oil UV“ der Firma Zeiss mit einer Vergrößerung von 100 \times . Hier wird zwischen Probe und Objektiv ein Immersionsöl („Immersol 518 F“) mit einem Brechungsindex von $n = 1.518$ eingebracht. Somit kann die numerische Apertur auf einen Wert von $NA = 1.3$ erhöht werden, und damit die Ortsauflösung verbessert werden (siehe Tabelle II.1). Um die optimalen Abbildungseigenschaften dieses Objektivs zu nutzen, muss zwischen Probe und Objektiv noch ein Deckglas mit einer Dicke von 0.17 mm eingebracht werden.

Die Probe wird unter dem Objektiv auf einem xyz-Piezo-Verschiebetisch (Firma PI, Modell P517.30) mit einem Verschiebeweg von $100 \times 100 \times 20 \mu\text{m}^3$ montiert. Damit kann die Probe auf ± 50 nm genau positioniert werden. Durch die Kontaktierung der Probe an ein Keithley Sourcemeter (Modell 2400) kann die Photolumineszenz unter externen elektrischen Feldern gemessen werden.

Das Photolumineszenzsignal wird durch das Objektiv eingesammelt und durch einen Strahlteiler zur Hälfte in den Auswertestrahlangang gelenkt. Dort wird das Signal mit einer Tubuslinse (hier eine Kombination aus einer plankonvexen und einer Meniskuslinse mit einer Gesamtbrennweite von 18.75 cm) auf die Pinhole-Ebene fokussiert. Als Pinhole kann eine Multimode-Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von $50 \mu\text{m}$ verwendet werden. Dies kann allerdings dazu führen, dass Licht von außerhalb des Fokuspunktes in den Mantel der Glasfaser einkoppelt, und somit noch zusätzlich zum detektierten Signal beiträgt. Deshalb wurde im Laufe dieser Arbeit eine Halterung konzipiert, die es ermöglicht, vor die Glasfaser noch eine Lochblende mit einem Durchmesser von $35 \mu\text{m}$ zu montieren. Zu beachten ist hierbei, dass die Glasfaser hinter dem Pinhole zentriert montiert wird, und der Abstand maximal so groß ist, dass das Beugungsmaximum hinter dem Pinhole noch vollständig in die Glasfaser eingekoppelt werden kann.

Das Signal wird dann durch einen Monochromator (Jobin Yvon Triax 550) spektral zerlegt und mittels einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten CCD-Kamera (Jobin Yvon Spectrum One) detektiert.

Der Teil des Photolumineszenzsignals, der den Strahlteiler unabgelenkt passiert, wird aufgrund seines spektralen Abstands zum anregenden Laser vom dielektrischen Spiegel durchgelassen, und wird mittels eines Achromaten mit einer Brennweite von 15 cm auf eine CCD-Kamera der Firma Allied Vision Technologies (Modell Guppy F-146C) abgebildet.

Die Software zur Steuerung des gesamten Aufbaus und zur Erfassung der Messdaten wurde von Nikolaus Gmeinwieser entwickelt, und in den letzten Jahren von Jörg Eehalt komplett überarbeitet, ständig weiterentwickelt und für neue Messaufgaben ergänzt.

Justage des Aufbaus

Da die eben beschriebene CCD-Kamera mit einem C-Mount Objektivgewinde ausgestattet ist, ist die Position des Bildsensors genau bekannt, und somit kann dieser genau in der Brennebene der abbildenden Linse positioniert werden. Ausgehend von dieser Abbildung kann der gesamte Aufbau danach optimal justiert werden. Zuerst wird die zu untersuchende Probe großflächig angeregt. Dies geschieht entweder durch eine Linse mit Brennweite $f = 5 \text{ cm}$, die den anregenden Laser in der Bildebene so aufweitet, dass eine große Fläche der Probe zur Photolumineszenz angeregt wird, oder bei LED-Strukturen durch die Elektrolumineszenz der gesamten Diode. Nun kann die Position des Objektivs so eingestellt werden, dass eine optimal scharfe Abbildung auf der Beobachtungskamera zu sehen ist.

Der Fokuspunkt des anregenden parallelen Laserstrahls müsste nun auch optimal in der Probenebene liegen. Es hat sich allerdings herausgestellt, dass durch den großen spektralen Abstand des Laserlichts zum Photolumineszenz-Signal die chromatische Abberation einen großen Einfluss hat. Der Fokus der Laserwellenlänge fällt nicht mit dem Fokus der PL-Wellenlänge zusammen. Durch eine gezielte „Dejustierung“ des Strahlaufweitungsteleskops kann der chromatischen Abberation entgegengewirkt werden, und der Laser auf eine minimale Spotgröße in der Quantentrog-Ebene der Probe justiert werden. Danach wird das Pinhole im Fokuspunkt der Tubuslinse positioniert.

Mit dieser Methode ist eine reproduzierbare Justage des Aufbaus möglich, die eine gleichbleibend gute Ortsauflösung gewährleistet.

Auswertung der Spektren

Indem die Probe unter dem Mikroskop verschoben wird, kann nun an jedem Punkt der Probe ein Photolumineszenz-Spektrum aufgenommen werden. Zur Auswertung der Messdaten werden zwei unterschiedliche Methoden verwendet. Die einfachere und schnell realisierbare Methode beruht auf der Berechnung des 0. und 1. Moments der PL-Spektren. Das 0. Moment ist gleichbedeutend mit der spektral integrierten Intensität. Hier wird nicht im mathematischen Sinne über das Spektrum integriert,

sondern die einzelnen Messwerte aufsummiert. Dies ist mit deutlich weniger Rechenzeit verbunden, und liefert gleich gute Ergebnisse.

Das 1. Moment entspricht dem spektralen Schwerpunkt des Spektrums und gibt die energetische Position des PL-Signals an:

$$M_1 = \frac{\int_a^b \text{Counts}(h\nu) \cdot h\nu \, d\nu}{\int_a^b \text{Counts}(h\nu) \, d\nu} \quad (\text{II.7})$$

Hierbei ist $\text{Counts}(h\nu)$ die Zählrate des Spektrometers bei der Lichtfrequenz ν , h ist das Planck'sche Wirkungsquantum. Die Integrationsgrenzen a und b werden dabei so gewählt, dass das Intensitätsmaximum etwa in der Mitte dieses Bereichs liegt, und das gesamte Spektrum abgedeckt wird. Ein typisches PL-Spektrum ist in Abbildung II.3 (schwarze Linie) gezeigt. Die Bestimmung des 1. Moments (senkrechte graue Linie) liefert einen Wert, der aufgrund der Schulter des Spektrums auf der langwelligeren Seite nicht mit der Position des Intensitätsmaximums zusammenfällt.

Diese langwellige Schulter kann durch die Kopplung an longitudinal-optische Phononen erklärt werden. Durch die gleichzeitige Emission eines Photons mit einem oder mehreren Phononen wird die Energie des Photons um die Energie der Phononen verringert. In InGaN/GaN Quantentrogstrukturen beträgt die Energie eines longitudinal-optischen Phonons $E_{LO} = 91 \text{ meV}$ [Kalliakos02, Graham05]. Die Stärke der Kopplung der Ladungsträger an die Phononen wird durch den Huang-Rhys Faktor S bestimmt [Huang50]. Das Verhältnis der Intensität der n -ten Phononen-

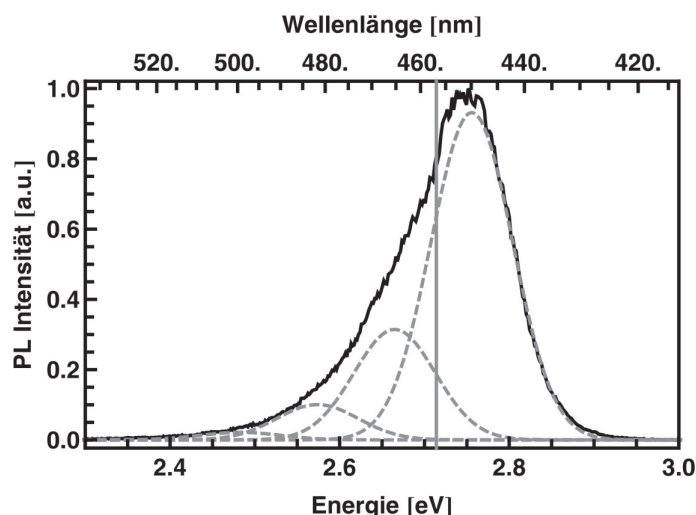


Abbildung II.3.: Das gemessene PL-Spektrum (schwarze Linie) setzt sich zusammen aus einer Gauß-förmigen Hauptemission und drei Phononenreplika (gestrichelte Linien). Das erste Moment (senkrechte graue Linie) zeigt den energetischen Schwerpunkt des Spektrums.

seitenbande I_n im Spektrum zur Intensität der Hauptemission I_0 ist gegeben durch [Graham05]:

$$I_n = I_0 \frac{S^n e^{-S}}{n!}. \quad (\text{II.8})$$

Das gemessene Spektrum kann also durch eine Gauß-förmige Energieverteilung mit x ebenfalls Gauß-förmigen Phononenreplika im Abstand von jeweils $E_{LO} = 91$ meV gefittet werden:

$$I(E) = c_0 \exp \left[-\frac{(E - E_0)^2}{2d_0^2} \right] + \sum_{n=1}^x c_0 \frac{S^n e^{-S}}{n!} \exp \left[-\frac{(E - (E_0 - nE_{LO}))^2}{2d_0^2} \right] \quad (\text{II.9})$$

Die Höhe der Gauß-Kurve (c_0), die Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum, $\text{FWHM} = d_0 \sqrt{8 \ln(2)}$) der Hauptemission und die energetische Position des Hauptpeaks (E_0) werden dabei während des Fits angepasst. Die Halbwertsbreiten der Phononenreplika und des Hauptpeaks sind gleich.

Die beste Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum ergibt sich bei der Berücksichtigung von 3 Phononenseitenbanden. Die einzelnen Gaußkurven sind als gestrichelte Linien in Abbildung II.3 dargestellt. Diese Methode benötigt wesentlich mehr Rechenzeit als die Bestimmung der Momente, allerdings liefert sie auch genauere Ergebnisse, vor allem bei der Bestimmung der Peak-Energie. Ein direkter Vergleich der beiden Methoden ist in Abbildung III.11 anhand eines PL-Scans gezeigt.

3. Photostrom-Messungen

Zusätzlich zu den optischen Informationen kann bei LED-Strukturen noch der Photostrom gemessen werden, der durch den anregenden Laserstrahl erzeugt wird. Die Entstehung des Photostroms (engl. laser beam induced current, LBIC) wird theoretisch in Kapitel III.1 beschrieben, hier soll nur auf die messtechnische Umsetzung eingegangen werden.

Für die Ortsauflösung der Photostrom-Messung ist die Größe des Laserspots in der Quantentrogenebene von Bedeutung. Sie wird durch das verwendete Objektiv bestimmt. Das Immersionsobjektiv liefert eine Spotgröße von 300 nm, das Linsenobjektiv eine von 500 nm. Die in dieser Arbeit untersuchte Probe ist eine Dünnschicht-LED (siehe Kapitel I.5). Dies bedeutet, dass der Laserstrahl an dem p-Kontakt

unterhalb der Quantentrogenebene reflektiert wird und ein zweites Mal die aktive Zone passiert. Die Ausbreitung eines Laserstrahls kann theoretisch durch sogenannte Hermite-Gauß-Moden beschrieben werden. Eine Beschreibung dieser Methode findet sich in [Siegman86, Braun09]. Abbildung II.4 zeigt die nach dieser Methode berechnete Breite des Laserstrahls vor und nach dem Fokus in der Quantentrogenebene für die beiden relevanten Fokusdurchmesser. Es ist deutlich zu sehen, dass der Laserstrahl beim zweiten Durchgang durch die aktive Zone nur unwesentlich verbreitert ist. Dieser Effekt kann also bei den Messungen vernachlässigt werden.

Durch den hohen Brechungsindex von GaN wird an der Oberseite der Probe ein Teil des Laserlichts reflektiert. Dies kann dazu führen, dass ein Teil der Intensität in der Epitaxiestruktur geführt wird. Beschreibungen dieses Effekts in GaN-basierten LED-Strukturen sind beispielsweise in [Billeb97, Shen03, Shchekin06] zu finden. Das dadurch auf eine große Fläche verteilte Licht des Anregungslasers kann in der Struktur absorbiert werden, so dass auch in gewisser Entfernung vom Fokuspunkt noch ein Photostromsignal entstehen kann. Dies führt bei den LBIC-Messungen zu einem homogenen Hintergrundsignal, das dem eigentlichen Signal überlagert wird. In handelsüblichen Dünnschicht-LEDs wird die Lichtleitung durch eine Strukturierung der Oberfläche unterbunden. Dies ist bei der in dieser Arbeit untersuchten Probe jedoch nicht der Fall.

Die Messung des Photostroms geschieht zeitgleich mit der Erfassung der Photo-

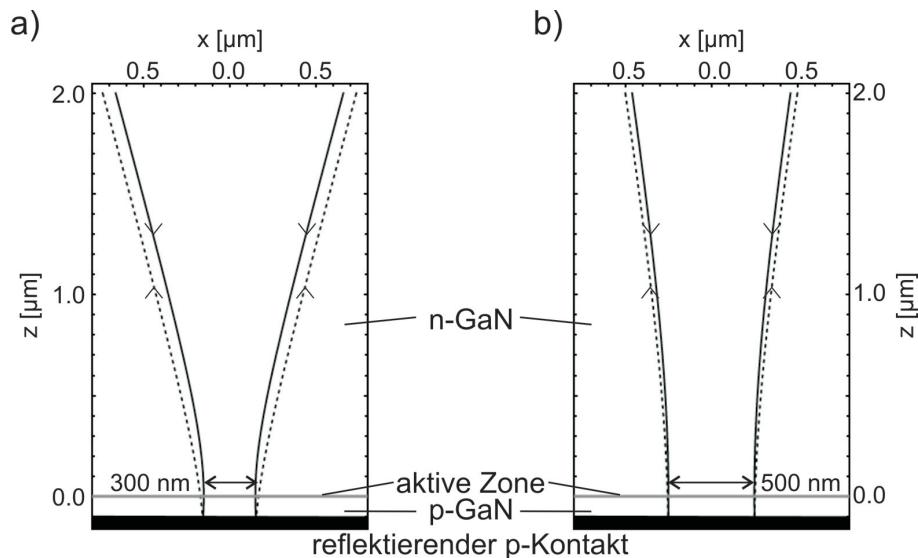


Abbildung II.4.: Berechnete Propagation der Hermite-Gauß-Mode durch die Probe für einen Fokusdurchmesser von 300 nm (a) bzw. 500 nm (b). Nachdem der Laserstrahl am p-Kontakt reflektiert wurde, ist die Hermite-Gauß-Mode beim zweiten Durchgang durch die aktive Zone nur unwesentlich breiter als beim ersten Durchgang.

lumineszenz-Spektren für jeden Punkt der Scanfläche. Für erste Versuche wurde ein USB-Analog/Digital-Wandler verwendet. Das einmalige Auslesen des Messwertes führte allerdings zu stark verrauschten Signalen. So wurde der Photostrom mittels des Keithley Sourcemeters (Modell 2400) gemessen. Die Integrationszeit für die Strommessung wurde auf 100 ms eingestellt. Dieser Wert ist lange genug, um das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis deutlich zu verbessern, und gleichzeitig kurz genug, um die Messzeit für einen Scan noch in vertretbarem Rahmen zu halten.

Bei der Bestimmung der exakten Stromwerte muss beachtet werden, dass die Diode auch ohne Beleuchtung einen geringen Stromfluss zeigt, den sogenannten Dunkelstrom. So fließt beispielsweise bei einer extern angelegten Spannung von $U_a = -8$ V ein Dunkelstrom von $-0.34 \mu\text{A}$, der von den gemessenen Werten des Photostroms abgezogen werden muss. Die genaue Abhängigkeit des Dunkelstroms von der externen Spannung ist in Kapitel V gezeigt.

4. Mikro-Elektrolumineszenz-Messungen

Für die Messungen des Elektrolumineszenz-Signals (EL) wird derselbe Aufbau wie für die Mikro-Photolumineszenz-Messungen verwendet. Der Unterschied besteht darin, dass die Lumineszenz der Probe nicht mehr lokal begrenzt durch einen Laserstrahl angeregt wird, sondern durch den Stromfluss in Vorwärtsrichtung auf der gesamten Diodenfläche leuchtet. Dadurch wird die Ortsauflösung der Messung etwas geringer, ist aber durch die Verwendung eines Pinholes mit einem Durchmesser von $35 \mu\text{m}$ immer noch so gut, dass Strukturen auf einer Längenskala unter einem Mikrometer

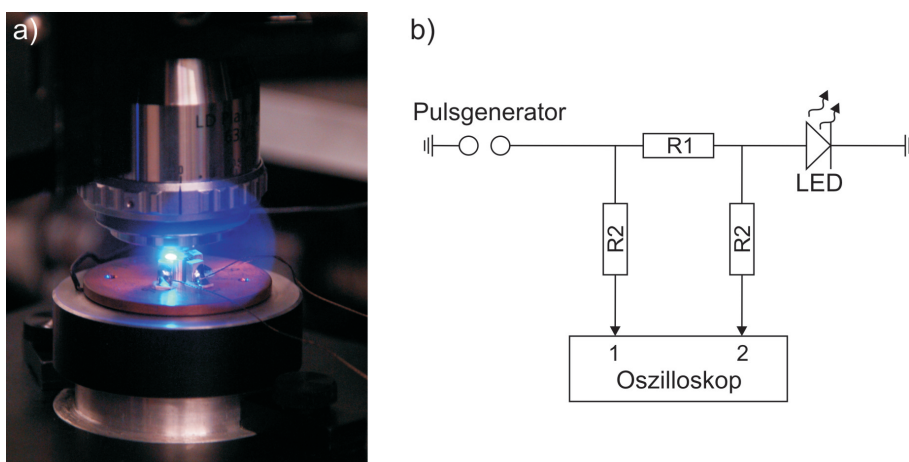


Abbildung II.5.: a) blaue LED im Elektrolumineszenz-Betrieb unter dem Mikroskopobjektiv. b) Schaltung zur Messung von Strom und Spannung für gepulsten Betrieb der LED.

noch deutlich aufgelöst werden können. Abbildung II.5 a) zeigt die Diode im EL-Betrieb unter dem Mikroskopobjektiv.

Bei niedrigen Stromdichten bis 30 mA/mm^2 kann die Diode mittels des Keithley Sourcemeters durchgehend betrieben werden. Da die in dieser Arbeit untersuchte Probe mittels Leitsilber auf einen Standard Mikroskop-Probenhalter montiert wurde, kann die entstehende Wärme bei höheren Betriebsströmen nicht mehr zuverlässig abgeführt werden. Die Erwärmung würde die zur Kontaktierung verwendeten Bond-Drähte schmelzen oder sogar die gesamte Diode zerstören. Deswegen wurde die Diode für Messungen bei höheren Strömen gepulst betrieben. Die verwendeten Pulslängen liegen zwischen $10 \text{ }\mu\text{s}$ und $100 \text{ }\mu\text{s}$ bei einer gesamten Periodendauer von 1 ms (duty-cycle 1% bzw. 10 %). Die Belichtungszeiten für die Messung des EL-Spektrums liegen je nach Strom zwischen 500 ms und 1 s , eine zeitliche Synchronisation mit den Pulsen ist somit nicht nötig.

Die Messung der elektrischen Betriebsdaten Strom und Spannung erfolgt mittels eines Mehrkanal-Oszilloskops. Dadurch wird die Diode über das in Abbildung II.5 b) gezeigte Widerstandsnetzwerk mit dem Pulsgenerator verbunden. Hierbei wurden die Widerstände $R1 = 20 \text{ }\Omega$ und $R2 = 1 \text{ k}\Omega$ verwendet. Die Eingangsimpedanz des Oszilloskops wurde auf $1 \text{ M}\Omega$ eingestellt, um Verlustströme durch die Oszilloskop-Eingänge zu vermeiden. Dies ist bei den verwendeten langen Pulsen kein Problem, bei kürzeren Pulsen würde die Messung durch die höhere Zeitkonstante des Oszilloskop-Eingangs verfälscht werden.

Der Strom, der durch die Diode fließt, wird über den Spannungsabfall am Widerstand $R1$ bestimmt, dieser entspricht der Differenz zwischen den Spannungen an den beiden Eingangskanälen des Oszilloskops. Die an der LED abfallende Spannung wird über den Kanal 2 gemessen.

III. Ortsaufgelöste Photolumineszenz unter externen elektrischen Feldern

Mit den im vorherigen Kapitel beschriebenen experimentellen Methoden ist es möglich, mit hoher Ortsauflösung die optischen und elektrischen Eigenschaften von Quantentrogstrukturen zu untersuchen. Für ein detailliertes Verständnis der Messungen werden zu Beginn dieses Kapitels die relevanten theoretischen Konzepte erklärt. Es wird die Simulation der Bandstruktur eines InGaN/GaN-Quantentroges beschrieben sowie der Einfluss externer elektrischer Felder auf diese berechnet. Aus den Ergebnissen der Bandstruktur-Berechnung lassen sich Zeitkonstanten für Rekombinations- und Tunnelprozesse der durch den Laser erzeugten Ladungsträger berechnen und damit können Vorhersagen darüber getroffen werden, welche Prozesse in den einzelnen Bereichen der externen Spannung dominieren.

Messungen der Photolumineszenz und des durch den Laserspot erzeugten Photostroms (LBIC, engl. laser beam induced photocurrent) unter verschiedenen externen elektrischen Feldern mit hoher Ortsauflösung zeigen Fluktuationen auf unterschiedlichen Längenskalen, deren Ursache durch die Kombination der optischen Informationen mit dem Photostrom unterschiedlichen Mechanismen zugeordnet werden. Diese sind einerseits langreichweitige Quantentrog-Fluktuationen und andererseits lokal variierende nichtstrahlende Rekombination.

Teile der in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurden bereits in [Vierheilig09, Vierheilig10b] veröffentlicht.

1. Simulation eines Quantentrogs unter externen elektrischen Feldern

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen erklärt, die zum Verständnis der nachfolgend gezeigten Messungen notwendig sind. Nach der Berechnung der Bandstruktur eines III-Nitrid-Kristalls wird eine numerische Berechnung der Eigenenergien und der Wellenfunktionen für Ladungsträger in einer Quantentrogstruktur durchgeführt, und der Einfluss von elektrischen Feldern diskutiert.

1.1. Berechnung der Bandstruktur

Die Struktur, die in diesem Abschnitt simuliert wird, ist ein stark vereinfachtes eindimensionales Modell der aktiven Zone einer LED. Es wird nur ein einzelner Quantentrog berechnet, der zwischen zwei undotierten GaN-Barrieren in einem p-n-Übergang eingebettet ist. Reale LED-Strukturen weisen jedoch meist mehrere Quantentröge auf [Laubsch10]. Für die Berechnungen wird ein rechteckiges Quantentrog-Profil angenommen. Simulationen von Matthias Sabathil von Osram Opto Semiconductors zeigen jedoch eine bessere Übereinstimmung mit experimentellen Daten, wenn das Profil des Quantentrogs als gaußförmig angenommen wird [Sabathil07]. In [Hader08] wird gezeigt, dass die Wellenfunktionen der Ladungsträger und die Energien der Zustände für beide Quantentrogprofile sehr ähnlich sind. Das hier verwendete Modell reicht also aus, um das prinzipielle Verhalten der untersuchten Proben unter externen elektrischen Feldern zu beschreiben.

1.1.1. $k \cdot p$ -Methode für Wurtzit-Kristalle

Zur Berechnung der Bandstruktur in Wurtzit-Kristallen wird die sogenannte $k \cdot p$ -Methode verwendet, deren Prinzipien hier kurz erläutert werden. Die Darstellung der verwendeten theoretischen Konzepte in diesem Abschnitt richtet sich nach [Chuang95].

Für ein Elektron (Ruhemasse m_0) mit Wellenvektor \vec{k} in einem periodischen Kristall-Potential $V(\vec{r})$ erfüllt die Elektronen-Wellenfunktion $\Psi(\vec{r})$ folgende Schrödinger-Gleichung:

$$H\Psi(\vec{r}) = \left[\frac{-\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \Psi(\vec{r}) = E(\vec{k})\Psi(\vec{r}). \quad (\text{III.1})$$

Gemäß dem Bloch-Theorem ist die allgemeine Lösung dieser Gleichung für ein Elektron im n -ten Band mit Wellenvektor \vec{k} die sogenannte Bloch-Funktion:

$$\Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_{n\vec{k}}(\vec{r}). \quad (\text{III.2})$$

Die Schrödinger-Gleichung für den periodischen Anteil $u_{n\vec{k}}(\vec{r})$ lautet:

$$\left[\frac{p^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{m_0} \vec{k} \cdot \vec{p} + V(\vec{r}) \right] u_{n\vec{k}}(\vec{r}) = \left[E_n(\vec{k}) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \right] u_{n\vec{k}}(\vec{r}). \quad (\text{III.3})$$

Die $k \cdot p$ -Methode erlaubt es nun, die Vorgänge um die direkte Bandlücke bei optoelektronischen Halbleitern am sogenannten Γ -Punkt bei $\vec{k} = 0$ durch störungstheoretische Ansätze zu berechnen.

Das Kane-Modell [Kane57] betrachtet nur vier Bänder: Das Leitungsband und die drei Valenzbänder (hh: heavy-hole-, lh: light-hole- und ch: split-off-hole-Band). Diese sind jeweils bezüglich ihrer Spins zweifach entartet. Der Einfluss der restlichen Bänder wird vernachlässigt. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist hier mit berücksichtigt. Nach [Chuang96] ergibt sich mit dieser Methode folgende Schrödinger-Gleichung für den periodischen Anteil der Bloch-Funktionen:

$$\begin{aligned} H u_{n\vec{k}}(\vec{r}) &\cong \left[\frac{p^2}{2m_0} + V(\vec{r}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{m_0} \vec{k} \cdot \vec{p} + H_{SO} \right] u_{n\vec{k}}(\vec{r}) \\ &= E_n(\vec{k}) u_{n\vec{k}}(\vec{r}). \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

Der Anteil der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird durch

$$H_{SO} = \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} [\nabla V \times \vec{p}] \cdot \vec{\sigma} \quad (\text{III.5})$$

beschrieben, wobei $\vec{\sigma}$ die Pauli Spin-Matrizen beinhaltet.

Soll nun der Einfluss der restlichen Bänder mit berücksichtigt werden, wählt man die Methode von Luttinger und Kohn [Luttinger55]. Hier werden die zu beschreibenden zweifach Spin-entarteten Lochbänder (hh, lh, ch) in die Klasse A eingeordnet, die restlichen Bänder in die Klasse B. Die Wechselwirkung der Bänder in Klasse B mit den Bändern in Klasse A wird störungstheoretisch berücksichtigt. Hierbei bedient man sich üblicherweise der sogenannten Löwdin-Störungstheorie. Die Einordnung des Leitungsbandes in die Klasse A ist nur bei Halbleitern mit kleiner Bandlücke sinnvoll, was hier nicht der Fall ist.

Die Schrödinger-Gleichung für den periodischen Anteil der Bloch-Funktion hat nun folgende Form:

$$\left[\frac{p^2}{2m_0} + V(\vec{r}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + H_{SO} + \frac{\hbar}{m_0} \vec{k} \cdot \Pi \right] u_{n\vec{k}}(\vec{r}) = E_n(\vec{k}) u_{n\vec{k}}(\vec{r}). \quad (\text{III.6})$$

mit

$$\Pi = \vec{p} + \frac{\hbar}{4m_0c^2} \vec{\sigma} \times \nabla V. \quad (\text{III.7})$$

Als Basis der verwendeten sechs Valenzbänder wählt man nun

$$\begin{aligned} |u_1\rangle &= |u_{hh\uparrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|(X + iY)\uparrow\rangle, & |u_4\rangle &= |u_{hh\downarrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|(X - iY)\downarrow\rangle, \\ |u_2\rangle &= |u_{lh\uparrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|(X - iY)\uparrow\rangle, & |u_5\rangle &= |u_{lh\downarrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|(X + iY)\downarrow\rangle, \\ |u_3\rangle &= |u_{ch\uparrow}\rangle = |Z\uparrow\rangle, & |u_6\rangle &= |u_{ch\downarrow}\rangle = |Z\downarrow\rangle \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

mit den Kugelflächenfunktionen des Wasserstoffatoms $Y_{10} = |Z\rangle$ und $Y_{1\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(X \pm iY)$. Diese Wahl ist möglich, da die Wellenfunktionen nahe der Valenzbandkante p-ähnliches Verhalten zeigen [Chuang95]. Der Hamilton-Operator kann damit als 6×6 -Matrix geschrieben werden, die sich aus einem Term bei $\vec{k} = 0$ und einem \vec{k} -abhängigen Störterm, der den Einfluss der Bänder aus Klasse B beinhaltet, zusammensetzt:

$$H_{jj'}(\vec{k}) = H_{jj'}(\vec{k} = 0) + \sum_{\alpha, \beta} D_{jj'}^{\alpha\beta} k_\alpha k_\beta \quad (\text{III.9})$$

$$\text{mit } D_{jj'}^{\alpha\beta} = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\delta_{jj'} \delta_{\alpha\beta} + \sum_{\gamma}^B \frac{p_{j\gamma}^\alpha p_{\gamma j'}^\beta + p_{j\gamma}^\beta p_{\gamma j'}^\alpha}{m_0(E_0 - E_\gamma)} \right]. \quad (\text{III.10})$$

Die Indizes $j, j' = 1, 2, \dots, 6$ bezeichnen die Bänder der Klasse A, der Index γ die Bänder der Klasse B, $\alpha, \beta = x, y, z$.

Eine genaue Berechnung des Hamilton-Operators unter Berücksichtigung der sechsfachen Symmetrie der Wurtzit-Kristalle wurde in [Chuang96] durchgeführt. Hier soll nur das Ergebnis angegeben werden:

$$H = \begin{bmatrix} F & -K^* & -H^* & 0 & 0 & 0 \\ -K & G & H & 0 & 0 & \Delta \\ -H & H^* & \lambda & 0 & \Delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & F & -K & H \\ 0 & 0 & \Delta & -K^* & G & -H^* \\ 0 & \Delta & 0 & H^* & -H & \lambda \end{bmatrix} \begin{matrix} |u_1\rangle \\ |u_2\rangle \\ |u_3\rangle \\ |u_4\rangle \\ |u_5\rangle \\ |u_6\rangle \end{matrix}, \quad (\text{III.11})$$

$$\begin{aligned}
\text{mit } F &= \Delta_1 + \Delta_2 + \lambda + \theta \\
G &= \Delta_1 - \Delta_2 + \lambda + \theta \\
K &= \frac{\hbar^2}{2m_0} A_5 (k_x + ik_y)^2 \\
H &= \frac{\hbar^2}{2m_0} A_6 (k_x + ik_y) k_z \\
\Delta &= \sqrt{2} \Delta_3 \\
\lambda &= \frac{\hbar^2}{2m_0} [A_1 k_z^2 + A_2 (k_x^2 + k_y^2)] \\
\theta &= \frac{\hbar^2}{2m_0} [A_3 k_z^2 + A_4 (k_x^2 + k_y^2)] .
\end{aligned} \tag{III.12}$$

In dieser Darstellung werden die inversen Massenparameter A_i verwendet, sowie die Kristallfeld-Aufspaltungs-Energie (engl. crystal field split energy) $\Delta_{cr} = \Delta_1$ und die Spin-Bahn-Abspaltungsenergie (engl. spin-orbit split-off energy) $\Delta_{SO} = 3\Delta_2 = 3\Delta_3$ verwendet.

1.1.2. Berücksichtigung von Verspannungen des Kristalls

Die bisher beschriebene Methode eignet sich nur für unverspannte Volumenkristalle. Um die in optoelektronischen Bauteilen verwendeten Quantentröge zu beschreiben, die verspannt auf dem Barrierenmaterial aufgewachsen werden, muss zunächst der Effekt der Kristalldeformation in die Berechnung der Bandstruktur mit einbezogen werden. Bei einer gleichmäßigen Verformung des Kristalls bleibt das Kristallpotential periodisch, und das Bloch-Theorem kann weiterhin angewendet werden. Der Hamilton-Operator, der durch die Methode nach Luttinger und Kohn hergeleitet wurde (Gleichung III.9), kann also um einen weiteren Störterm erweitert werden, der die Verformung des Kristalls beinhaltet [Bir74]:

$$H_{jj'}(\vec{k}) = H_{jj'}(\vec{k} = 0) + \sum_{\alpha, \beta} D_{jj'}^{\alpha\beta} k_\alpha k_\beta + \sum_{\alpha, \beta} \hat{D}_{jj'}^{\alpha\beta} \epsilon_{\alpha\beta}. \tag{III.13}$$

Dies ergibt dieselbe Matrix-Form wie in Gleichung III.11, die Einträge müssen wie folgt mit den Deformationspotentialen D_i und den Einträgen des Verspannungsten-

sors ϵ modifiziert werden:

$$\begin{aligned}
F &= \Delta_1 + \Delta_2 + \lambda + \theta \\
G &= \Delta_1 - \Delta_2 + \lambda + \theta \\
K &= \frac{\hbar^2}{2m_0} A_5 (k_x + ik_y)^2 + D_5 \epsilon_+ \\
H &= \frac{\hbar^2}{2m_0} A_6 (k_x + ik_y) k_z + D_6 \epsilon_{z+} \\
\Delta &= \sqrt{2} \Delta_3 \\
\lambda &= \frac{\hbar^2}{2m_0} [A_1 k_z^2 + A_2 (k_x^2 + k_y^2)] + \lambda_\epsilon \\
\theta &= \frac{\hbar^2}{2m_0} [A_3 k_z^2 + A_4 (k_x^2 + k_y^2)] + \theta_\epsilon \\
\lambda_\epsilon &= D_1 \epsilon_{zz} + D_2 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) \\
\theta_\epsilon &= D_3 \epsilon_{zz} + D_4 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) \\
\epsilon_\pm &= \epsilon_{xx} \pm 2i\epsilon_{xy} - \epsilon_{yy} \\
\epsilon_{z\pm} &= \epsilon_{zx} \pm i\epsilon_{yz}.
\end{aligned} \tag{III.14}$$

Für biaxial verspannte in (0001)-Richtung pseudomorph gewachsene Schichten sind alle nichtdiagonal-Elemente des Spannungstensors $\epsilon_{i,j} = 0$, es bleiben nur die Diagonalelemente übrig (siehe Kapitel I.3.1):

$$\begin{aligned}
\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} &= \frac{a_0 - a}{a} \\
\epsilon_{zz} &= -\frac{2C_{13}}{C_{33}} \epsilon_{xx}.
\end{aligned} \tag{III.15}$$

In diesem Fall sind auch die oben beschriebenen Einträge $\epsilon_\pm = \epsilon_{z\pm} = 0$.

Durch eine geeignete Transformation kann der Hamilton-Operator blockdiagonalisiert werden (siehe [Chuang95, Chuang96, Chuang97]), so dass er in dieser Form geschrieben werden kann:

$$H = \begin{bmatrix} H^U & 0 \\ 0 & H^L \end{bmatrix} \tag{III.16}$$

mit

$$H^U = (H^L)^* = (H^L)^t = \begin{bmatrix} F & K_t & -iH_t \\ K_t & G & \Delta - iH_t \\ iH_t & \Delta + iH_t & \lambda \end{bmatrix}. \tag{III.17}$$

Hierbei wurde für den Betrag des Wellenvektors in der $k_x - k_y$ -Ebene die Abkürzung $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ gewählt. Dadurch ergibt sich für die Einträge

$$\begin{aligned} K_t &= \frac{\hbar^2}{2m_0} A_5 k_t^2 \\ H_t &= \frac{\hbar^2}{2m_0} A_6 k_z k_t. \end{aligned}$$

Die Basis in Gleichung III.8 ändert sich durch die Diagonalisierung wie folgt:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= \alpha^* |u_1\rangle + \alpha |u_4\rangle \quad , \quad |4\rangle = \alpha^* |u_1\rangle - \alpha |u_4\rangle, \\ |2\rangle &= \beta |u_2\rangle + \beta^* |u_5\rangle \quad , \quad |5\rangle = \beta |u_2\rangle - \beta^* |u_5\rangle, \\ |3\rangle &= \beta^* |u_3\rangle + \beta |u_4\rangle \quad , \quad |6\rangle = -\beta^* |u_3\rangle + \beta |u_4\rangle \end{aligned} \quad (\text{III.18})$$

mit

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left(\frac{3\pi}{4} + \frac{3\Phi}{2} \right) \right], \quad \beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Phi}{2} \right) \right] \\ \Phi &= \tan^{-1} \frac{k_y}{k_x}. \end{aligned}$$

1.1.3. Berechnungen der Bandstruktur in Quantentrögen

Bisher wurde nur die Bandstruktur in unendlich ausgedehnten Volumenkristallen berechnet. Von Interesse für optoelektronische Bauelemente ist allerdings der Quantentrog, eine wenige Nanometer dünne Schicht InGaN zwischen GaN-Barrieren. Die Bandlücke E_g von InGaN ist kleiner als die des umgebenden Barrierenmaterials und formt somit ein Einschlusspotential für die Ladungsträger (siehe Abbildung III.1). Die Bandlücke der ternären Verbindung InGaN kann man mit den Bandlücken der beiden beteiligten binären Verbindungen GaN und InN berechnen:

$$E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = E_g(\text{GaN})(1-x) + E_g(\text{InN})x - bx(1-x). \quad (\text{III.19})$$

Hierbei steht x für die Indium-Konzentration und b für den sogenannten Bowing-Parameter, der den nichtlinearen Verlauf der Bandlücke zwischen GaN und InN berücksichtigt. Um nun aus dem Unterschied zwischen der Bandlückenenergie des Quantentrog und der Barriere auf den Bandverlauf zu kommen, benötigt man noch das Verhältnis der Bandkantendiskontinuitäten von Leitungs- und Valenzband. Dieses wird in [Chuang97] mit 67% zu 33% angegeben, der Bowing-Parameter $b = b_c - b_v$ der Bandlücke setzt sich aus den Parametern für das Leitungsband b_c und das Valenzband $b_v = 0.33b$ zusammen. Wird die Valenzbandkante des Barrierenmaterials

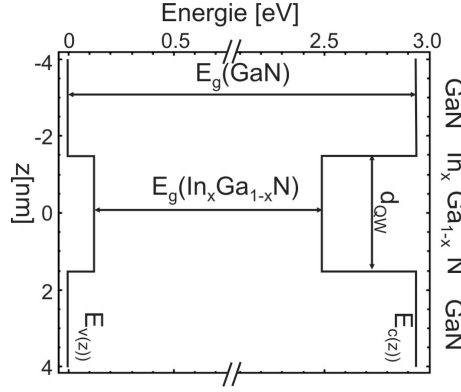


Abbildung III.1.: Verlauf der Bandkanten für einen InGaN-Quantentrog zwischen GaN-Barrieren.

auf $E = 0$ gesetzt, ergibt sich somit folgender Verlauf der Leitungsbandkante $E_c(z)$ und der Valenzbandkante $E_v(z)$:

$$\begin{aligned}
 E_c(z) &= E_g(\text{GaN}) - 0.67(E_g(\text{GaN}) - (E_g(\text{GaN})(1 - x(z)) \\
 &\quad + E_g(\text{InN})x(z) - 1.33bx(z)(1 - x(z)))) \\
 E_v(z) &= 0.33(E_g(\text{GaN}) - (E_g(\text{GaN})(1 - x(z)) \\
 &\quad + E_g(\text{InN})x(z) - 0.33bx(z)(1 - x(z))))
 \end{aligned} \tag{III.20}$$

Die Indiumkonzentration ist $x = 0$ für z außerhalb des Quantentrogs.

Für die Berechnung der Bandstruktur muss nun im Hamiltonoperator der Wellenvektor durch einen Operator ersetzt werden. Für k_z gilt: $k_z \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial z}$. Für die Wellenfunktion im m -ten Valenz-Subband gilt allgemein:

$$\Psi_m(z, k_t) = \begin{pmatrix} g_m^{(1)}(z, k_t)|1\rangle \\ \vdots \\ g_m^{(6)}(z, k_t)|6\rangle \end{pmatrix} \tag{III.21}$$

mit den Einhüllenden $g_m^{(i)}$. Als Randbedingung wird die Kontinuität der Wellenfunktionen am Übergang zwischen Quantentrog und Barriere gefordert.

Eine numerische Berechnung der Bandstruktur erfolgt mittels der Finite-Differenzen-Methode. Hier wird die zu berechnende Struktur in N kleine Abschnitte (Breite Δz) unterteilt, und die Ableitungen durch Differenzen zwischen den einzelnen Abschnitten ersetzt. Um die Hermitizität des Hamiltonoperators und der Randbedingungen

zu erfüllen, werden die Differentialoperatoren folgendermaßen ersetzt [Chuang97]:

$$\begin{aligned}
\tilde{A}(z) \frac{\partial g}{\partial z} \Big|_{z=z_i} &\rightarrow \frac{1}{2} \left(\tilde{A}(z) \frac{\partial g}{\partial z} + \frac{\partial(\tilde{A}g)}{\partial z} \right) \Big|_{z=z_i} \\
&\approx \frac{\tilde{A}(z_{i+1}) - \tilde{A}(z_i)}{4\Delta z} g(z_{i+1}) - \frac{\tilde{A}(z_i) + \tilde{A}(z_{i-1})}{4\Delta z} g(z_{i-1}) \\
\tilde{A}(z) \frac{\partial^2 g}{\partial z^2} \Big|_{z=z_i} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{A}(z) \frac{\partial g}{\partial z} \right) \Big|_{z=z_i} \\
&\approx \frac{\tilde{A}(z_{i+1}) + \tilde{A}(z_i)}{2(\Delta z)^2} g(z_{i+1}) \\
&\quad - \frac{\tilde{A}(z_{i+1}) + 2\tilde{A}(z_i) + \tilde{A}(z_{i-1})}{2(\Delta z)^2} g(z_i) \\
&\quad + \frac{\tilde{A}(z_i) + \tilde{A}(z_{i-1})}{2(\Delta z)^2} g(z_{i-1}).
\end{aligned} \tag{III.22}$$

$\tilde{A}(z)$ steht hierbei für einen allgemeinen ortsabhängigen Differentialoperator.

Die Matrixform der Effektive-Massengleichung für den oberen Teil des Hamiltonoperators H^U kann in folgender Form geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
&\left[\begin{pmatrix} F^z & 0 & -H^t \\ 0 & F^z & -H^t \\ H^t & H^t & \lambda^z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F^t & K^t & 0 \\ K^t & F^t & 0 \\ 0 & 0 & \lambda^t \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_{hh} & 0 & 0 \\ 0 & V_{lh} & \Delta \\ 0 & \Delta & V_{ch} \end{pmatrix} \right] \\
&\quad \begin{pmatrix} g^{(1)}(z) \\ g^{(2)}(z) \\ g^{(3)}(z) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} g^{(1)}(z) \\ g^{(2)}(z) \\ g^{(3)}(z) \end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{III.23}$$

Diese Form kann einfach auf die volle 6×6 -Matrix gemäß Gleichung III.17 erweitert werden, und wird hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht aufgeführt. Die folgenden Berechnungen der Bandstruktur sind jedoch mit der vollständigen Form durchgeführt.

Die Matrixeinträge werden mit den Regeln aus Gleichung III.22 wie folgt modifiziert:

$$\begin{aligned}
F^z &= -\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d}{dz} \left((A_1 + A_3) \frac{d}{dz} \right), \quad F^t = \frac{\hbar^2}{2m_0} (A_2 + A_4) k_t^2, \\
H^t &= \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{k_t}{2} \left(A_6 \frac{d}{dz} + \frac{d}{dz} A_6 \right), \quad K^t = \frac{\hbar^2}{2m_0} A_5 K - t^2, \\
\lambda^z &= -\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d}{dz} \left(A_1 \frac{d}{dz} \right), \quad \lambda^t = \frac{\hbar^2}{2m_0} A_2 k_t^2.
\end{aligned} \tag{III.24}$$

Für die Energien der Valenz-Subbänder bei $k = 0$ gilt:

$$\begin{aligned} V_{hh} &= E_v(z) + \Delta_1 + \Delta_2 + \lambda_\epsilon + \theta_\epsilon \\ V_{lh} &= E_v(z) + \Delta_1 - \Delta_2 + \lambda_\epsilon + \theta_\epsilon \\ V_{ch} &= E_v(z) + \lambda_\epsilon. \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

Wie man sieht, enthält nur die erste Matrix in Gleichung III.23 „nichtlokale“ Differentialoperatoren, welche die Wellenfunktionen an benachbarten Stellen ($z = z_i, z_{i\pm 1}$) koppeln. Die beiden anderen Matrizen enthalten nur Operatoren, die an der gleichen Stelle wie die Wellenfunktionen ($z = z_i$) ausgewertet werden. Für die nichtlokalen Operatoren gilt:

$$\begin{aligned} \lambda^z g(z) &= \lambda_i^{z(+1)} g_{i+1} + \lambda_i^{z(0)} g_i + \lambda_i^{z(-1)} g_{i-1} \\ \lambda_i^{z(0)} &= \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{(A_1)_{i-1} + 2(A_1)_i + (A_1)_{i+1}}{2(\Delta z)^2} \\ \lambda_i^{z(\pm 1)} &= -\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{(A_1)_i + (A_1)_{i\pm 1}}{2(\Delta z)^2}, \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} H^t g(z) &= H_i^{t(+1)} g_{i+1} + H_i^{t(-1)} g_{i-1} \\ H_i^{t(\pm 1)} &= \pm \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{k_t}{4\Delta z} ((A_6)_i + (A_6)_{i\pm 1}). \end{aligned}$$

$F^z g(z)$ wird analog zu $\lambda^z g(z)$ bestimmt.

Die Berechnung der Bandstruktur erfolgt nun durch die Lösung der Eigenwertgleichung

$$[M][g] = E[g], \quad (\text{III.26})$$

wobei $[g]$ einen $3N$ -dimensionalen Vektor aus den 3 Loch-Wellenfunktionen an jedem der N Punkte darstellt, und die $3N \times 3N$ -Matrix $[M]$ gemäß Gleichung III.23 mit folgenden Einträgen gebildet wird:

$$\begin{aligned} M_{i,i} &= \begin{pmatrix} F_i^{z(0)} & 0 & 0 \\ 0 & F_i^{z(0)} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_i^{z(0)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_i^t & K_i^t & 0 \\ K_i^t & F_i^t & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_i^t \end{pmatrix} \\ &\quad + \begin{pmatrix} V_{hh,i} & 0 & 0 \\ 0 & V_{lh,i} & \Delta_i \\ 0 & \Delta_i & V_{ch,i} \end{pmatrix} \\ M_{i,i\pm 1} &= \begin{pmatrix} F_i^{z(\pm 1)} & 0 & -H_i^{t(\pm 1)} \\ 0 & F_i^{z(\pm 1)} & -H_i^{t(\pm 1)} \\ H_i^{t(\pm 1)} & H_i^{t(\pm 1)} & \lambda_i^{z(\pm 1)} \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

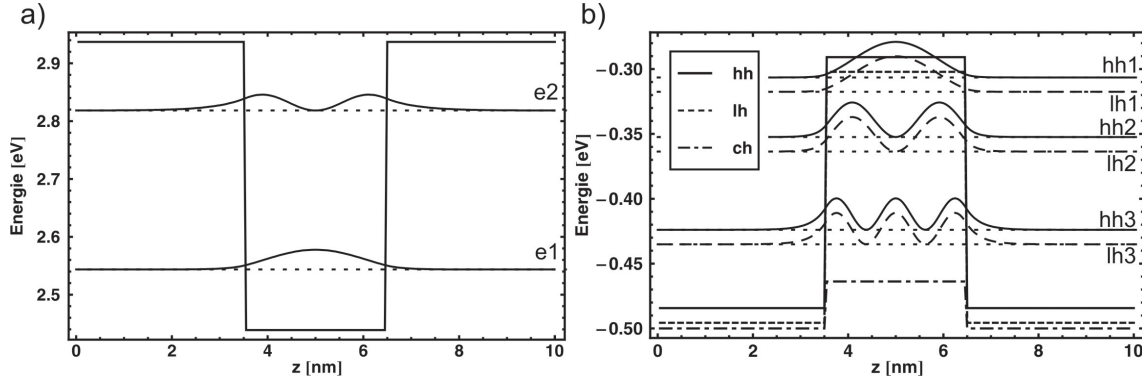


Abbildung III.2.: Betragsquadrat der Wellenfunktionen der Elektronen (a) und Löcher (b) für einen 3 nm breiten InGaN Quantentrog mit 17 % Indium ohne Berücksichtigung von elektrischen Feldern. Die Struktur des Valenzbandes setzt sich aus dem Schwerloch- (hh), dem Leichtloch- (lh) und dem Spin-Bahn-agespaltenen Lochband (ch) zusammen. Die gepunkteten Linien zeigen die Energie der einzelnen Zustände.

Für alle anderen Einträge der Matrix ($|i - j| \geq 2$) gilt für die Submatrizen $M_{i,j} \equiv 0$. Wie oben erwähnt, kann diese Berechnung einfach auf den vollen 6×6 -Hamiltonoperator erweitert werden. Dadurch wird aus $[g]$ ein $6N$ -dimensionaler Vektor, und $[M]$ wird eine $6N \times 6N$ -Matrix.

Für die Berechnung der Wellenfunktionen im Leitungsband wird ein ähnliches Verfahren verwendet. Hier ist die Situation jedoch deutlich einfacher, da nur ein Leitungsband berücksichtigt wird. Der Hamiltonoperator für Elektronen hat also folgende Form:

$$H_c = \frac{\hbar^2}{2m_0} (A_c k_t^2 + A_c k_z^2) + E_c \quad (\text{III.27})$$

mit dem Leitungsband-Massenparameter $A_c = 5.0$.

Die Lösung dieser Eigenwertgleichungen und damit die Bestimmung der Eigenenergien und Wellenfunktionen im Quantentrog wird mittels der Software Mathematica[®] von Wolfram Research durchgeführt. Die verwendeten Parameter für GaN und InN sind [Piprek07] entnommen und in Tabelle III.1 zusammengefasst. Die Bandlücke für die ternäre Verbindung InGa_{1-x}N wird gemäß Gleichung III.19 mit dem Bowing-Parameter $b = 1.4$ eV berechnet, alle anderen Parameter P werden linear interpoliert:

$$P(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = P(\text{GaN})(1 - x) + P(\text{InN})x.$$

Die Ergebnisse für einen 3 nm breiten InGa_{1-x}N Quantentrog mit 17 % Indium sind in Abbildung III.2 gezeigt. Die Schrittweite für die numerische Berechnung beträgt $\Delta z = 0.05$ nm, die Struktur wurde auf einer Länge von 10 nm berechnet, dies ergibt

Parameter	GaN	InN	Parameter	GaN	InN
$E_g(\text{eV}), T = 300 \text{ K}$	3.437	0.608	A_1	-7.21	-8.21
$\Delta_{cr} \text{ (eV)}$	0.010	0.024	A_2	-0.44	-0.68
$\Delta_{SO} \text{ (eV)}$	0.017	0.005	A_3	6.68	7.57
ϵ	10.4	15.3	A_4	-3.46	-5.23
$e_{31} \text{ (Cm}^{-2}\text{)}$	-0.338	-0.412	A_5	-3.40	-5.11
$e_{33} \text{ (Cm}^{-2}\text{)}$	0.667	0.815	A_6	-4.90	-5.96
$C_{13} \text{ (GPa)}$	106	92	$D_1 \text{ (eV)}$	-3.6	-3.6
$C_{33} \text{ (GPa)}$	398	224	$D_2 \text{ (eV)}$	1.7	1.7
$a \text{ (\AA)}$	3.189	3.545	$D_3 \text{ (eV)}$	5.2	5.2
$c \text{ (\AA)}$	5.185	5.703	$D_4 \text{ (eV)}$	-2.7	-2.7

Tabelle III.1.: Parameter zur Berechnung der Bandstruktur und der piezoelektrischen Felder, entnommen aus [Piprek07].

also $N = 200$ Schritte.

Für diese Berechnung sind keine piezoelektrischen Felder berücksichtigt, die durch die Verspannung des Quantentrogmaterials entstehen. Die Energie des optischen Übergangs ist durch die Differenz der Grundzustandsenergien für Elektronen und Löcher gegeben, und beträgt in diesem Fall 2.85 eV. Dies entspricht einer Wellenlänge von 435 nm.

Im folgenden Abschnitt werden dieser Quantentrogstruktur noch die Felder der spontanen und der piezoelektrischen Polarisation sowie das Feld des p-n-Übergangs überlagert, und deren Einfluss auf die Wellenfunktionen und Übergangsenergien diskutiert.

1.2. Einfluss von elektrischen Feldern auf den Quantentrog

Wie in Kapitel I.3.1 beschrieben, führt eine Verspannung des Kristalls zu starken piezoelektrischen Feldern. Da die InGaN Quantenfilme pseudomorph verspannt auf die GaN-Barrieren aufgewachsen werden, haben diese Felder einen starken Einfluss auf die optischen Eigenschaften von GaN-basierten Bauelementen. Die Stärke des piezoelektrischen Feldes wird aus der Verspannung des Materials berechnet. Dies ist in Kapitel I.3.1 beschrieben, und wird hier nochmals zur Verdeutlichung aufgeführt:

$$E_p = \frac{2}{\epsilon\epsilon_0} \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right).$$

Die verwendeten Größen für GaN und InN sind in Tabelle III.1 aufgeführt, für die ternäre Verbindung InGaN wird linear interpoliert. Für eine InGaN-Schicht mit 17 %

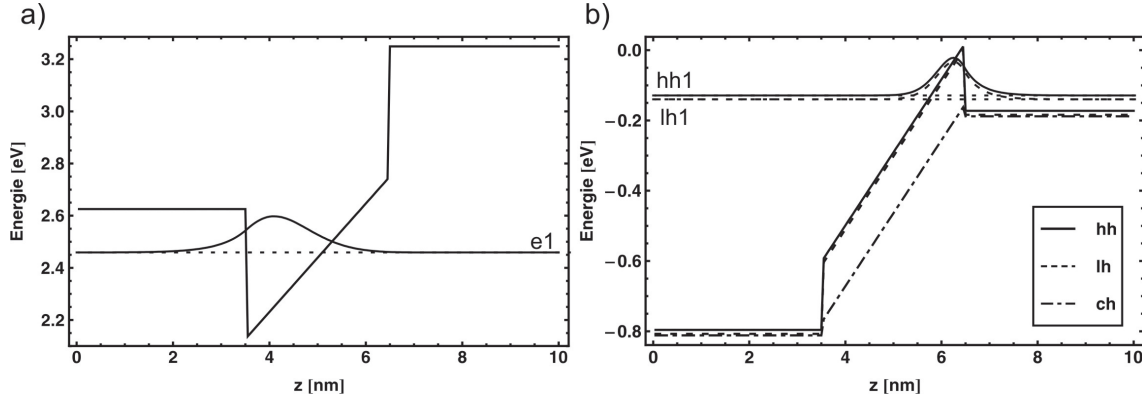


Abbildung III.3.: Betragquadrat der Wellenfunktionen der Elektronen (a) und Löcher (b) für einen 3 nm breiten InGaN Quantentrog mit 17 % Indium unter Berücksichtigung des piezoelektrischen Felds.

Indium ergibt diese Rechnung eine Feldstärke von 2.1 MV/cm.

Das so berechnete elektrische Feld wird nun zu dem Potential im Bereich des Quantentrogs addiert, und in der modifizierten Potentiallandschaft die oben beschriebene Berechnung der Wellenfunktionen und Zustandenergien durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung III.3 dargestellt. Durch den Quantum Confined Stark Effect verschiebt sich die Energie des optischen Übergangs zu längeren Wellenlängen. In diesem Fall ergibt sich somit eine Emissionsenergie von 2.59 eV, was einer Wellenlänge von 479 nm entspricht. Gleichzeitig werden durch das elektrische Feld die Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern zu gegenüberliegenden Seiten des Quantentrogs gezogen. Dadurch verringert sich die Oszillatorstärke $M_{e,h}$ des strahlenden Übergangs. Diese ist bestimmt durch den räumlichen Überlapp der Wellenfunktionen für Elektronen und Löcher $\Psi_{e/h}$ [Bastard83]:

$$M_{e,h} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \Psi_e(z) \cdot \Psi_h(z). \quad (\text{III.28})$$

Zusätzlich zu den piezoelektrischen Feldern spielen noch weitere elektrische Felder eine Rolle für die Bandstruktur in der aktiven Zone. Dies sind die Felder der spontanen Polarisation und das Feld des p-n-Übergangs. Für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen wird an den p-n-Übergang noch eine externe Spannung U_a angelegt. Diese Felder werden im Folgenden der bisher berechneten Bandstruktur überlagert. Die spontane Polarisation erzeugt Ladungen an den Grenzflächen des Quantentrogs. Das dadurch erzeugte elektrische Feld berechnet sich nach [Ambacher99b] aus der Differenz der spontanen Polarisationen der aneinander grenzenden Materialien:

$$E_{sp} = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} (P_{sp}(\text{InGaN}) - P_{sp}(\text{GaN})). \quad (\text{III.29})$$

Für die ternäre Verbindung InGaN wird die spontane Polarisation aus den Werten für GaN ($P_{sp}(GaN) = -0.034 \text{ C/m}^2$) und InN ($P_{sp}(InN) = -0.042 \text{ C/m}^2$) mit einem Bowing-Parameter von $b = -0.037 \text{ C/m}^2$ [Piprek07] berechnet. Für einen Quantentrog mit einer Indium-Konzentration von 17 % ergibt dies ein elektrisches Feld von -0.4 MV/cm , die Richtung ist der des piezoelektrischen Feldes entgegengesetzt.

Das Feld des p-n-Übergangs ist bestimmt durch das sogenannte Built-in Potential, das durch die unterschiedliche Dotierung auf der n- und p-Seite entsteht, und die Dicke der Verarmungszone d . Mittels der Simulationssoftware „SimWindows“ [Winston99] kann das Built-in Potential berechnet werden. Typische Dotierdichten für eine GaN-basierte Diodenstruktur sind auf der p-Seite $N_a = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Mg-Atome, und auf der n-Seite $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Si-Atome (siehe beispielsweise [Schlotter99, Hertkorn09]). Mit diesen Werten ergibt sich ein Built-in Potential von $V_{bi} = 3.39 \text{ V}$. Die Dicke der Verarmungszone in Abhängigkeit der an die Diode angelegten Spannung U_a wird nach [Brown05] berechnet:

$$d(U_a) = -d_u + \sqrt{d_u^2 + \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q_e} \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} (V_{bi} - U_a)}. \quad (\text{III.30})$$

Hierbei steht q_e für die Ladung eines Elektrons und d_u für die Dicke der intrinsischen Schicht, die in diesem vereinfachten Fall aus einem Quantentrog der Dicke d_{QW} und zwei Barrieren mit der Dicke von jeweils 10 nm [Laubsch10] besteht. Gemeinsam mit den internen Feldern im Quantentrog $E_{int} = E_p + E_{sp}$ ergibt sich ein gesamtes elektrisches Feld für den Quantentrog von [Jho02]

$$E_{QW}(U_a) = \frac{U_a - V_{bi} + E_{int}d_{QW}}{d_u + \frac{1}{2}d(U_a)} + E_{int}. \quad (\text{III.31})$$

Harald Braun hat in seiner Diplomarbeit [Braun05] gezeigt, dass die Berechnung der Bandstruktur im Bereich der aktiven Zone in guter Übereinstimmung mit der Simulation des kompletten p-n-Übergangs mit der Software „SimWindows“ steht. Deshalb wird hier nur der Bereich von wenigen Nanometern um den Quantentrog berechnet, und der Einfluss des gesamten p-n-Übergangs über die oben beschriebene Methode berücksichtigt. In diesen Berechnungen wird angenommen, dass die gesamte extern angelegte Spannung über der Verarmungszone abfällt, zusätzliche Effekte wie beispielsweise Kontaktwiderstände werden vernachlässigt.

Dem in Abbildung III.2 gezeigten Quantentrog werden nun die Felder der spontanen und piezoelektrischen Polarisation, das Feld des p-n-Übergangs und eine externe Spannung überlagert. Die Ergebnisse für die Bandstruktur und die Wellenfunktionen

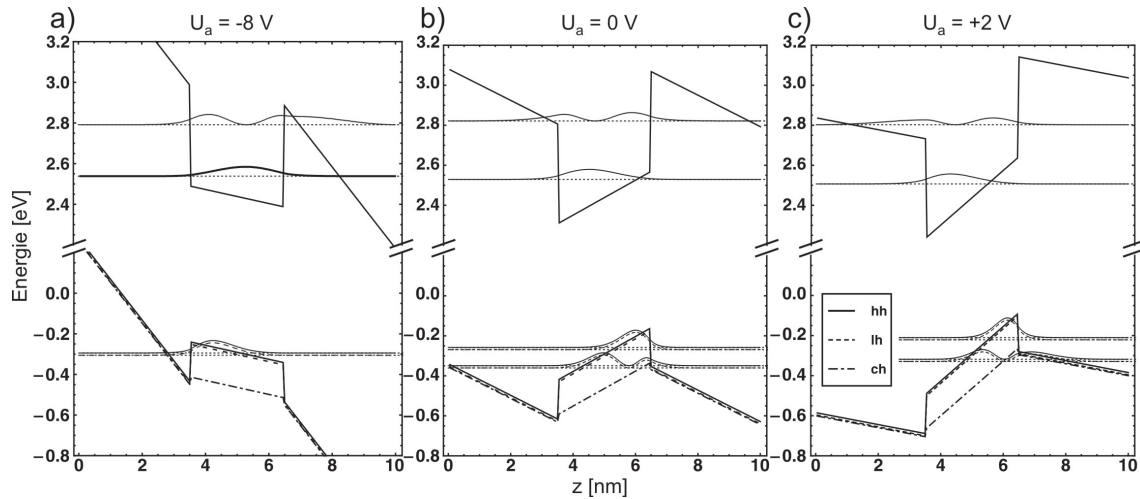


Abbildung III.4.: Betragsquadrat der Wellenfunktionen in einen 3 nm breiten InGaN Quantentrog mit 17 % Indium unter Berücksichtigung der spontanen und piezoelektrischen Polarisation in einem p-n-Übergang unter externen Spannungen ($U_a = -8$ V, 0 V, +2 V).

für Elektronen und Löcher werden für externe Spannungen von $U_a = -8$ V, 0 V, +2 V in Abbildung III.4 gezeigt.

Bei einer extern angelegten Spannung in Vorwärtsrichtung ist der Quantentrog durch das piezoelektrische Feld stark verkippt, die Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern werden zu gegenüberliegenden Seiten des Quantentrogs gezogen. Bei hohen Ladungsträgerdichten entsteht durch die räumlich getrennten Ladungsträger ein elektrisches Feld, das die internen Felder teilweise kompensiert. Die hier gezeigten Simulationen zeigen also nur die Situation bei sehr niedrigen Ladungsträgerdichten. Diese Abschirmung der internen Felder wird in Kapitel IV genauer beschrieben.

Die Verkipfung der Bänder im Bereich der Barrieren zeigt, dass auch bei einer externen Spannung von $U_a = +2$ V das Feld des p-n-Übergangs noch nicht vollständig kompensiert ist. Ladungsträger, die sich außerhalb des Quantentrogs befinden, werden also weiterhin beschleunigt, und ergeben trotz der Spannung in Vorwärtsrichtung einen Stromfluss in Rückwärtsrichtung. Erst bei höheren externen Spannungen von etwa $U_a \geq +2.5$ V setzt ein Stromfluss in Vorwärtsrichtung ein.

Bei zunehmender Spannung in Rückwärtsrichtung werden die internen Felder durch die externe Spannung kompensiert, die Potentiallandschaft im Quantentrog wird zunehmend flacher und der räumliche Überlapp der Wellenfunktionen wird größer. Bei $U_a = -8$ V sind die internen Felder bereits überkompensiert, der Quantentrog wird leicht in die entgegengesetzte Richtung verkippt.

1.3. Rekombinations- und Verlustprozesse für Ladungsträger im Quantentrog

Die Ladungsträger im Quantentrog können strahlend oder nichtstrahlend rekombinieren, oder aus dem Quantentrog durch Tunneln oder thermionische Emission entkommen. Im Folgenden werden die Zeitkonstanten für diese Prozesse und die Auswirkungen der elektrischen Felder darauf diskutiert.

Die Lebensdauer der Ladungsträger gegenüber der strahlenden Rekombination τ_r wird mit zunehmender Oszillatorstärke kürzer [Köhler88]:

$$\tau_r = \frac{\tau_{r0}}{|M_{e,h}|^2}. \quad (\text{III.32})$$

Die Konstante τ_{r0} steht hier für die Lebensdauer bei einem vollständigen räumlichen Überlapp der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern. In der Literatur werden dafür konstante Werte zwischen $\tau_{r0} = 0.5$ ns [Braun05, Schwarz07a] und $\tau_{r0} = 2.2$ ns [Kuroda00] angegeben. Wie in Abbildung III.4 zu sehen ist, vergrößert sich der räumliche Überlapp der Wellenfunktionen bei angelegter Spannung in Rückwärtsrichtung. Hier werden die internen Felder durch das externe elektrische Feld kompensiert. In Abbildung III.5 a) werden zur Verdeutlichung dieses Effekts die Betragsquadrate der Wellenfunktionen für Elektronen und Löcher bei externen Spannungen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung gezeigt. Durch die räumliche Annäherung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten nimmt die Oszillatorstärke zu, die Lebensdauer gegenüber der strahlenden Rekombination wird kürzer. Zugleich wird durch die Kompensation der elektrischen Felder die durch den Quantum Confined Stark Effekt hervorgerufene Rotverschiebung kompensiert, die Übergangsenergie wird größer (siehe Abbildung III.6 b)).

Ein weiterer Effekt, der bei externen Spannungen in Rückwärtsrichtung immer mehr an Bedeutung zunimmt, ist das Tunneln von Ladungsträgern aus dem Quantentrog. Die durch das p-n-Feld verkippte Bandstruktur außerhalb des Quantentrogs bildet für die Ladungsträger eine Dreiecks-Barriere, die sehr stark mit der externen Spannung variiert. Die Größe der Tunnelbarriere ist exemplarisch für $U_a = +2$ V und $U_a = -8$ V in Abbildung III.5 b) gezeigt. Die Zeitkonstante für den Tunnelprozess τ_t ist in der Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung bestimmt durch das Produkt aus der inversen Tunnelwahrscheinlichkeit und der Barrierenkollisionszeit, die von der Energie ϵ_e der Ladungsträger im Quantentrog bestimmt ist [Jho02]:

$$\tau_t = \frac{\hbar\pi}{\epsilon_e} \exp \left[2\sqrt{\frac{2m_{eff}}{\hbar^2}} \int_{z1}^{z2} dz \sqrt{(V_c(z) - E_e)} \right]. \quad (\text{III.33})$$

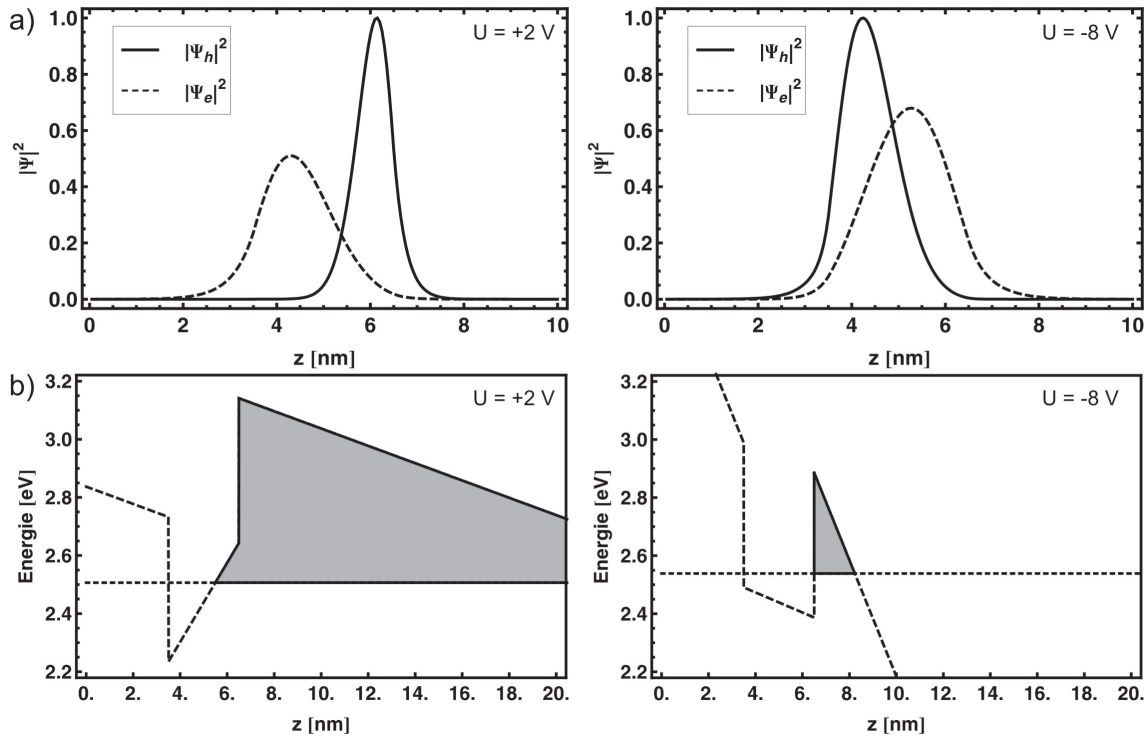


Abbildung III.5.: a) Betragsquadrat der Wellenfunktionen für Elektronen und Löcher bei externen Spannungen von $+2 \text{ V}$ und -8 V . b) Tunnelbarriere für Elektronen bei $+2 \text{ V}$ und -8 V (grauer Bereich).

Die Tunnelwahrscheinlichkeit wird im Wesentlichen durch die effektive Masse m_{eff} der Ladungsträger und dem Integral über die Tunnelbarriere bestimmt. Die Barriere wird durch den Verlauf der Bandkante $V_c(z)$ und der Grundzustandsenergie E_e der Elektronen gebildet. Da sich die Barriere stark mit der angelegten Spannung ändert, und in die Berechnung exponentiell eingeht, ändert sich die Zeitkonstante für den Tunnelprozess über viele Größenordnungen (siehe durchgezogene Linie in Abbildung III.6 a)). Der direkte Einfluss der Änderung von ϵ_e wird mit berücksichtigt, allerdings ist dieser relativ gering.

Hier wird nur das Tunneln von Elektronen betrachtet und die Löcher werden vernachlässigt. Dies ist trotz der deutlich kleineren Tunnelbarriere für Löcher möglich, da diese eine fünfmal höhere effektive Masse haben, und dadurch die Tunnelzeiten deutlich länger werden [Jho02, Takeuchi97].

Da alle in dieser Arbeit gezeigten Messungen bei Raumtemperatur durchgeführt wurden, kann die thermionische Emission von Ladungsträgern aus dem Quantentrog nicht vernachlässigt werden. Die Zeitkonstante für diesen Verlustprozess τ_{TE} ist hauptsächlich von der Höhe ΔE der Barriere für den Emissionsprozess bestimmt

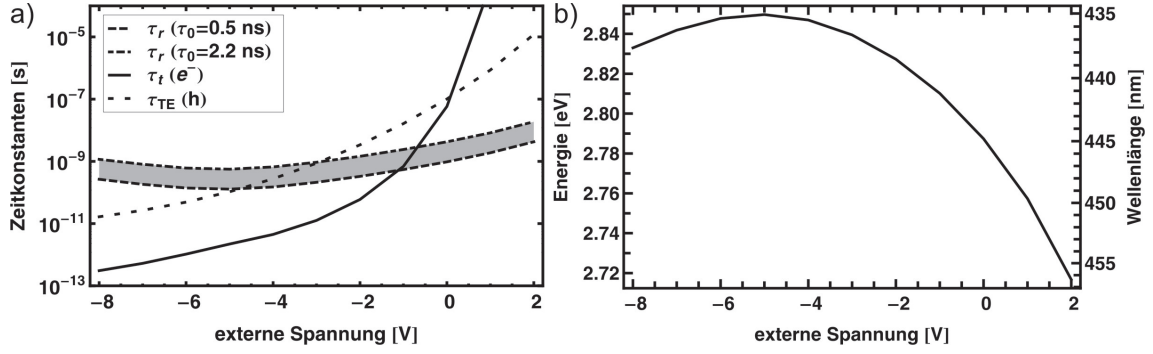


Abbildung III.6.: a) Zeitkonstanten der strahlenden Rekombination, des Tunnelprozesses und der thermionischen Emission in Abhängigkeit der externen Spannung. Der graue Bereich deckt die Literaturwerte für τ_{r0} ab. b) Übergangsenergie der strahlenden Rekombination in Abhängigkeit der externen Spannung.

[Jho02, Schneider88]:

$$\tau_{TE} = d_{QW} \sqrt{\frac{2\pi m_{eff}}{k_B T}} \exp \left[\frac{\Delta E}{k_B T} \right]. \quad (\text{III.34})$$

Da die effektive Masse für diese Zeitkonstante eine geringe Rolle spielt, ist die geringe Barrierenhöhe für die Löcher ausschlaggebend. Durch die hohe Barriere kann dieser Prozess für Elektronen vernachlässigt werden.

Abbildung III.6 a) stellt die Zeitkonstanten für die oben beschriebenen Prozesse gegenüber. Auch wenn die Literaturwerte für τ_{r0} nicht eindeutig sind (siehe grauer Bereich), ist dennoch deutlich, dass die Ladungsträgerdynamik bei unterschiedlichen externen Spannungen von unterschiedlichen Mechanismen dominiert wird. Bei angelegter Spannung in Vorwärtsrichtung ist die Tunnelbarriere sehr groß, die Tunnelwahrscheinlichkeit geht gegen 0. Ebenso ist die Barriere gegenüber der thermionischen Emission von Löchern groß. In diesem Spannungsbereich sind trotz geringer Oszillatorstärke die strahlende und nichtstrahlende Rekombination der Ladungsträger die dominierenden Prozesse, die Verlustprozesse sind unterdrückt. Die Intensität der Photolumineszenz wird bestimmt durch das Wechselspiel zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination.

Eine Rekombination von Ladungsträgern aus höheren Zuständen im Quantentrog spielt keine Rolle, da die Relaxation in den Grundzustand mit einer Zeitkonstante zwischen 25 fs [Meyer08] und 100 fs [Uenoyama99] deutlich schneller ist als mögliche Rekombinationsmechanismen.

Wird eine Spannung in Rückwärtsrichtung angelegt, wird die Tunnelzeitkonstante sehr schnell kleiner und die thermionische Emission wird wahrscheinlicher. Schließlich dominieren die beiden Verlustmechanismen über die strahlende Rekombination.

Dies äußert sich in der Messung durch einen steigenden Photostrom und sinkender Intensität der Photolumineszenz. Da bei einer Spannung von $U_a = -8$ V die beiden Verlustmechanismen deutlich schneller sind als die strahlende Rekombination, kann in diesem Bereich davon ausgegangen werden, dass alle durch den Laser im Quantentrog erzeugten Ladungsträger aus dem Quantentrog entkommen und zum Photostrom beitragen.

Zeitaufgelöste Messungen der Photolumineszenz und des Photostroms von Ansgar Laubsch [Laubsch07] zeigen, dass beide Größen aus dem selben Ladungsträgerreservoir gespeist werden. Dies zeigt, dass die Ladungsträger an die Bandkante relaxieren, und von dort aus entweder rekombinieren, oder aus dem Quantentrog entkommen. Ein Tunneln aus höheren Zuständen kann also vernachlässigt werden.

2. μ PL- und LBIC-Messungen unter externen elektrischen Feldern

Die im vorhergehenden Abschnitt theoretisch beschriebenen Effekte sollen nun an einer LED-Struktur gemessen werden. Die hier untersuchte Probe ist eine auf Saphir-Substrat gewachsene Diodenstruktur mit mehreren Quantentrögen in der aktiven Zone. Die LED emittiert bei einer Wellenlänge von etwa 450 nm. Die epitaxiierte Schichtstruktur wird zu einer Dünnschicht-LED weiter prozessiert. Die sogenannte ThinGaNTM-Methode ist in [Haerle04] beschrieben. Hierbei wird die LED-Struktur mit der p-Seite auf eine reflektierende Kontaktschicht eutektisch gebondet und anschließend das Substrat mittels eines Laser-lift-off-Prozesses entfernt. Für eine Standard-LED wird danach die Oberfläche der Diode durch verschiedene Ätz-Prozesse aufgeraut, um die Lichtauskopplung zu verbessern. Dieser Schritt wurde bei der hier verwendeten Probe weggelassen, um eine möglichst glatte Oberfläche zu erhalten. Dies ist wichtig, damit an allen Punkten der Probe die selben Ein- und Auskopplungsbedingungen für das anregende Laserlicht und die Emission der LED herrschen, da sonst die Struktur der Quantentröge durch die Effekte der Oberflächenstruktur überlagert wird.

2.1. Makroskopische Effekte

Um das makroskopische Verhalten der LED unter externen Spannungen zu bestimmen, wurden die Photolumineszenz und der Photostrom über eine Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ gemittelt. Für diese Messungen wird die oben beschriebene Probe mit einer Laserwellenlänge von 380 nm angeregt. Die Photonen können somit nur in den Quantentrögen absorbiert werden, die Ladungsträger werden also direkt in der aktiven Zone erzeugt. Transporteffekte der Ladungsträger spielen somit, im Gegensatz zur nicht-resonanten Anregung, wo die Ladungsträger in den GaN-Barrieren erzeugt werden, keine Rolle.

Die gemittelten und normierten Photolumineszenz-Spektren in Abhängigkeit der externen Spannung sind in Abbildung III.7 gezeigt. Die Spektren wurden bei einer Anregungsdichte von 1 kW/mm^2 aufgenommen. Eine Normierung der Spektren ist deswegen sinnvoll, weil die absolute Intensität sehr stark von der externen Spannung abhängt, und eine nicht normierte Auftragung keinen Vergleich mehr ermöglichen würde.

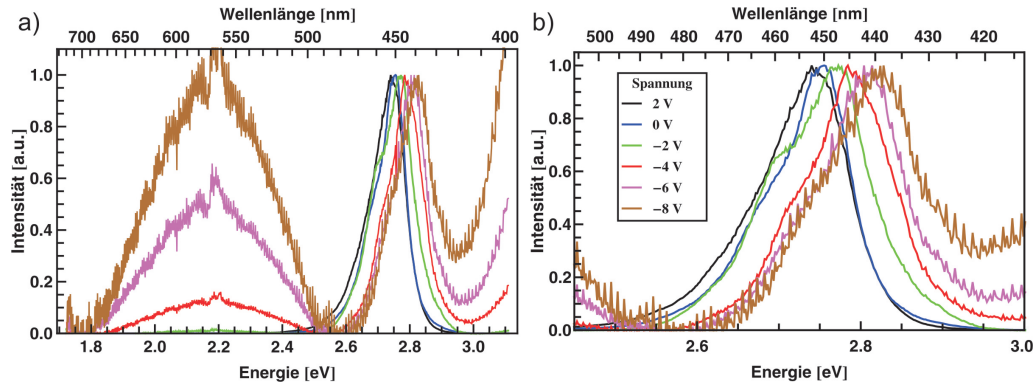


Abbildung III.7.: PL-Spektren unter variablen externen elektrischen Feldern. Die Spektren wurden jeweils auf ihre maximale Quantentrog-Emission normiert. a) Gesamter spektraler Bereich: Bei angelegten Spannungen in Rückwärtsrichtung nimmt die sogenannte gelbe Lumineszenz relativ zur Quantentrogemission b) zu. Die Hauptemission verschiebt sich durch den Einfluss der elektrischen Felder zu höheren Energien.

Abbildung III.7 a) zeigt den vollen Spektralbereich, der vom Spektrometer aufgenommen wurde. Der relativ schmale Peak bei einer Wellenlänge von etwa 450 nm ist die Emission der aktiven Zone der LED. Der Intensitätsanstieg bei Energien über 3 eV ist ein Artefakt der Messung, das durch im Monochromator entstehendes Streulicht des anregenden Lasers entsteht. Der breite Peak bei niedrigeren Energien bis ca. 2.5 eV ist die sogenannte gelbe Lumineszenz. Diese wird in der Literatur auf die Rekombination von Ladungsträgern über tiefe Störstellen im GaN zurückgeführt (siehe beispielsweise [Suski95, Hofmann95, Neugebauer96, Manz99, Zhao06, Zhao09]). Die Auftragung der Spektren ist auf die Quantentrog-Emission normiert. Dadurch entsteht der Eindruck, dass die absolute Intensität der gelben Lumineszenz mit steigender Spannung in Rückwärtsrichtung zunimmt. Dies ist allerdings nicht der Fall, die absolute Intensität bleibt konstant bei sehr niedrigen Werten. Die spektrale Position der gelben Lumineszenz ist von der externen Spannung unabhängig.

Abbildung III.7 b) zeigt nur den Ausschnitt der Quantentrog-Emission. Diese verschiebt sich mit zunehmender externer Spannung in Rückwärtsrichtung zu höheren Energien. Wie im Abschnitt 1.2 gezeigt, ist dies auf die Kompensation der internen elektrischen Felder der spontanen und piezoelektrischen Polarisierung zurückzuführen. Die spektrale Verschiebung des Photolumineszenz-Spektrums zwischen $U_a = 0$ V und $U_a = +2$ V ist sehr gering. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei $U_a = +2$ V die Ladungsträgerdichte im Quantentrog höher ist, da die Verlustmechanismen unterdrückt sind, und die Ladungsträger eine längere Lebensdauer haben. Durch die hohe Ladungsträgerdichte können die elektrischen Felder im Quantentrog abgeschirmt werden, was zu einer Blauverschiebung des Emissionspektrums führt.

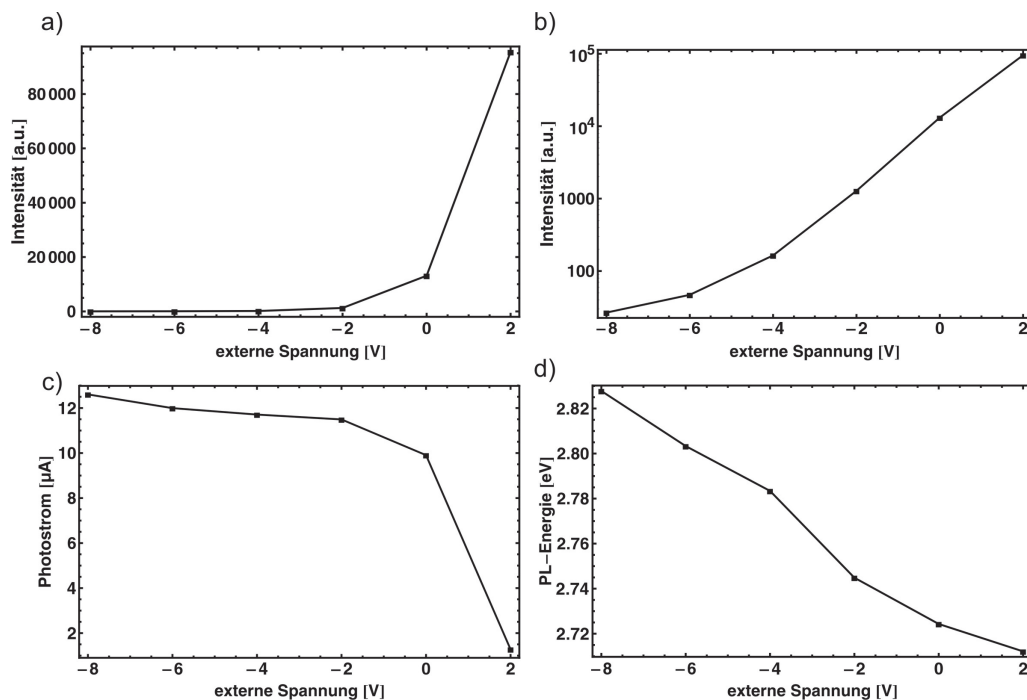


Abbildung III.8.: Die spektral integrierte Quantentrogemission (lineare Auftragung a), logarithmische Auftragung b)) nimmt bei angelegten Spannungen in Rückwärtsrichtung sehr schnell ab, die erzeugten Ladungsträger tunneln aus dem Quantentrog und sind im Photostrom c) messbar. Die spektrale Position d) der PL verschiebt sich zu höheren Energien.

Dieser Effekt wird genauer in Kapitel IV erklärt.

Der Verlauf der Intensität der Quantentrog-Emission mit der externen Spannung ist in Abbildung III.8 a) und b) gezeigt. Wird an die Diode eine Spannung in Rückwärtsrichtung angelegt, nimmt die Intensität um mehrere Größenordnungen ab, während gleichzeitig der Photostrom (Abbildung III.8 c)) stark ansteigt. Der größte Teil dieses Effekts spielt sich zwischen $U_a = +2$ V und $U_a = -2$ V ab. Wie die theoretischen Berechnungen der Zeitkonstanten für die verschiedenen Prozesse zeigen (siehe Abbildung III.6), wechseln sich in diesem Spannungsbereich die strahlende Rekombination von Ladungsträgern und die Verlustprozesse Tunneln und thermionische Emission als dominierende Effekte ab. Steigt die Spannung in Rückwärtsrichtung noch weiter an, sind nur noch kleine Änderungen der Intensität und des Photostroms zu beobachten. Bei $U_a = -8$ V schließlich ist die Intensität der Photolumineszenz praktisch auf Null abgesunken und der Photostrom ist maximal. Wie auch von [Schubert09] gezeigt, entspricht der Photostrom in diesem Regime den absorbierten Laserphotonen. Dadurch ist eine direkte Messung der Absorption in der LED-Struktur möglich.

Für die hier gezeigte Messung beträgt die auf der Probe ankommende Laserleistung 0.09 mW. Dies entspricht bei einer Laserwellenlänge von 380 nm einer Pho-

tonenrate von $1.8 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Bei $U_a = -8 \text{ V}$ wird ein Photostrom von $12.6 \text{ }\mu\text{A}$ ($7.9 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$) gemessen. Dies entspricht einer Absorption des anregenden Laserlichts von 45 %. Für die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten wird die gesamte Dicke der absorbierenden InGaN-Schichten benötigt. Diese liegt typischerweise im Bereich von 10 – 20 nm. Durch den Spiegel auf der p-Seite der Diode wird der anregende Laser reflektiert, so dass er die aktive Zone zweimal passiert (siehe Abbildung II.4). Dadurch verdoppelt sich auch die Absorption des Lichts. Der mit diesen Daten bestimmte Absorptionskoeffizient beträgt $(1 - 2) \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Dieser Wert liegt im Bereich der in der Literatur zu findenden Werte für GaN-Strukturen [Strite92, Muth97, Neufeld08, Berkman08]. Durch Mehrfachreflexion des Anregungslasers innerhalb der LED-Struktur kann ein Teil des Lichts über eine größere Fläche verteilt und absorbiert werden, was bisher nicht berücksichtigt wurde. Der tatsächliche Absorptionskoeffizient kann also etwas kleiner sein.

Für die verwendete Anregungswellenlänge im ultravioletten Bereich kann angenommen werden, dass die externen elektrischen Felder die Absorption nicht verändern [Sari09], und somit über den gesamten Spannungsbereich gleich viele Elektron-Loch-Paare im Quantentrog erzeugt werden. Diese Annahme wird in Kapitel IV.1 noch genauer diskutiert.

In Abbildung III.8 d) ist die gemittelte Energie der Photolumineszenz in Abhängigkeit der externen Spannung aufgetragen. Sie steigt mit zunehmender Spannung in Rückwärtsrichtung an. Durch die Kompensation der internen Felder durch das externe Feld (siehe Simulation, Abbildung III.6 b)) wird die Rotverschiebung durch den Quantum Confined Stark Effect (QCSE) vermindert. Im Unterschied zur theoretischen Berechnung steigt die Energie bis $U_a = -8 \text{ V}$ kontinuierlich an, es wird keine komplette Kompensation der internen Felder beobachtet.

Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass die Stärke des externen elektrischen Feldes im Quantentrog der realen Struktur geringer ist, als für die Berechnungen angenommen. In der Simulation wurde vorausgesetzt, dass die komplette externe Spannung über der Verarmungszone der Diode abfällt. Hierbei wurden beispielsweise Kontaktwiderstände oder Serienwiderstände der einzelnen Schichten in der Diode vernachlässigt. Des weiteren geht die Simulation von einem einzigen Quantentrog in der aktiven Zone aus, während die reale LED mehrere Quantentröge aufweist. Dadurch wird auch die Dicke der Verarmungszone beeinflusst. Man kann also davon ausgehen, dass in der realen Struktur das externe Feld im Bereich des Quantentrogs kleiner ist, als in der Simulation angenommen wurde. Dadurch werden die internen Felder in der realen Struktur nicht vollständig kompensiert, und es ist bis zu einer

externen Spannung von $U_a = -8$ V eine Blauverschiebung der Photolumineszenz zu beobachten.

Diese Effekte werden im Folgenden ortsaufgelöst auf mikroskopischen Längenskalen untersucht.

2.2. Langreichweitige Fluktuationen

Die Emission einer blauen LED zeigt auf mikroskopischen Längenskalen deutliche Fluktuationen in der Intensität. Um die Ursache dieser Fluktuationen zu bestimmen, werden ortsaufgelöste Photolumineszenz-Messungen unter externen Spannungen vorgenommen. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, nimmt die Intensität bei steigender externer Spannung in Rückwärtsrichtung ab, und der Photostrom nimmt zu, bis alle erzeugten Ladungsträger zum Photostrom beitragen. Da die Erzeugung der Ladungsträger durch einen räumlich stark begrenzten Laserspot geschieht, kann der Photostrom, wie die Photolumineszenz, ortsaufgelöst gemessen werden. Eine genaue Beschreibung der Messmethode ist im Kapitel II.3 zu finden.

In Abbildung III.9 sind die elektrischen und optischen Daten über eine Scanfläche von $30 \times 30 \text{ } \mu\text{m}^2$ aufgetragen. Für diese Messung wurde jeweils im Abstand von $1 \text{ } \mu\text{m}$ ein PL-Spektrum aufgenommen, und gleichzeitig der Photostrom gemessen. Diese Daten wurden bei einer Anregungsdichte von 3.6 kW/mm^2 mit dem Linsenobjektiv gemessen. Die spektral integrierte Quantentrogemission zeigt bei $U_a = +2$ V großflächige Fluktuationen. Die gezeigten Intensitätsverteilungen sind jeweils auf den Mittelwert des Scans normiert. Es erscheinen Regionen von mehreren $10 \text{ } \mu\text{m}^2$ hell oder dunkel. Auch im Histogramm sind deutlich mehrere Intensitätsbereiche zu erkennen. Diese Struktur ist auch bei externen Spannungen von $U_a = 0$ V bis $U_a = -4$ V noch prinzipiell zu erkennen. Da allerdings die absolute Intensität um mehrere Größenordnungen abnimmt, wird das Bild immer undeutlicher und veräuschter. Bei $U_a = -8$ V schließlich ist nahezu keine Photolumineszenz mehr zu messen, das Bild besteht praktisch nur noch aus Rauschen, das Histogramm zeigt in etwa eine gaußförmige Verteilung der Intensitätswerte um den Mittelwert. Eine Struktur ist in diesem Fall nicht mehr zu erkennen.

Die energetische Lage des Photolumineszenz-Spektrums wird durch das erste Moment (Gleichung II.7) berechnet. Auch hier zeigen sich Regionen, bei denen die Emission bei unterschiedlichen Energien liegt. Die Struktur in der Energielandschaft zeigt große Ähnlichkeit mit der Intensitätsverteilung. Regionen mit geringer PL-Intensität emittieren tendenziell bei höheren Energien. Der energetische Unterschied dieser

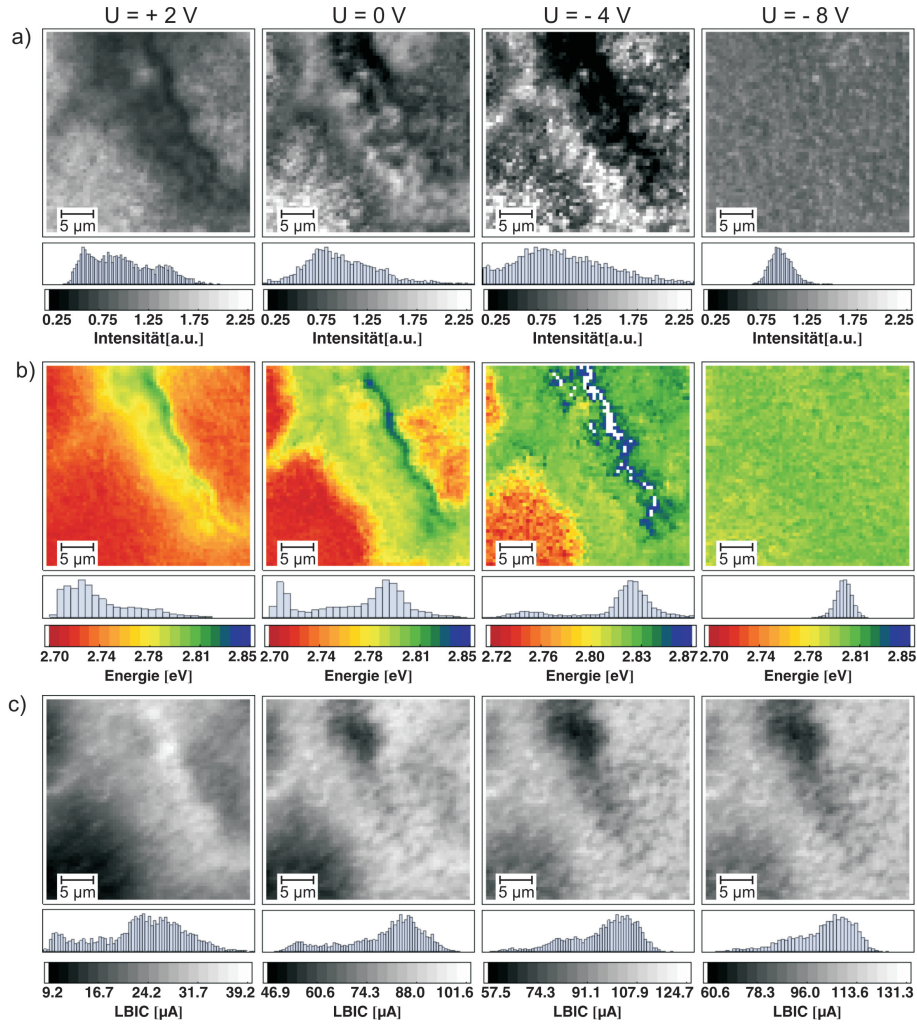


Abbildung III.9.: Großflächige Verteilung (30 × 30 μm²) der a) PL-Intensität, b) PL-Energie und c) des Photostroms in Abhängigkeit der angelegten Spannung. Die Verteilung der Daten ändert sich in großen Teilen nicht signifikant, bei -8 V ist kein optisches Signal mehr messbar. Die Intensitäten sind jeweils auf den Mittelwert normiert, die Messungen des Photostroms sind jeweils auf den relativen Bereich von 40 % bis 170 % des Mittelwerts (+2 V) bzw. 60 % bis 130 % des Mittelwerts (0, -4 und -8 V) skaliert.

Regionen liegt bei $\Delta E \geq 100$ meV. Wie bereits bei den makroskopischen Effekten gesehen, verschiebt sich auch hier die energetische Position der Photolumineszenz bei zunehmender externer Spannung in Rückwärtsrichtung zu höheren Energien.

Die Verteilung des Photostroms (im Folgenden abgekürzt mit LBIC, engl. laser beam induced current) ist ebenfalls durch starke Unterschiede zwischen den Regionen gekennzeichnet. Die Regionen mit hoher PL-Intensität und niedriger PL-Energie zeigen weniger Photostrom als die Regionen mit geringer PL-Intensität. Auch diese Verteilung bleibt über den gesamten Bereich der externen Spannung unverändert. Die Unterschiede im Photostrom nehmen zwar in Absolutwerten deutlich zu, rela-

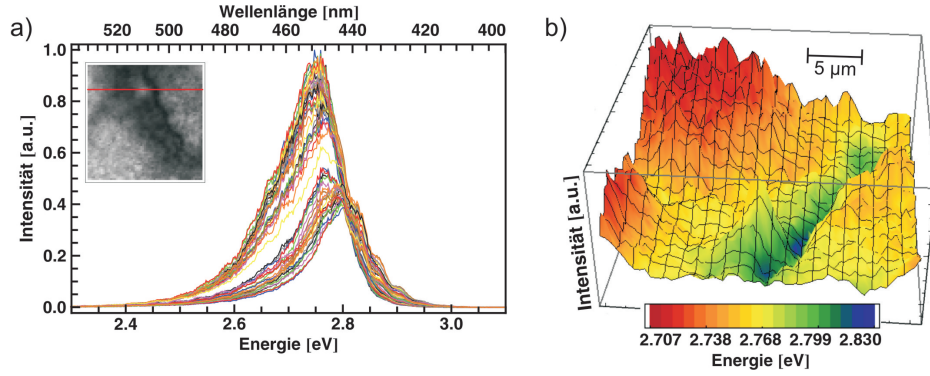


Abbildung III.10.: a) PL-Spektren entlang einer willkürlichen Linie durch den Scanbereich (siehe rote Linie in der Intensitätsverteilung). Die Korrelation zwischen Intensität und spektraler Position ist zusätzlich noch in Teil (b) aufgetragen. In diesem 3D-Plot entspricht die Höhe der integrierten Intensität und die Farbe der spektralen Position.

tiv zum Mittelwert des Messbereichs bewegen sich die Werte des Photostroms aber immer zwischen 60 % und 130 %. Einzig bei $U_a = +2$ V sind die relativen Fluktuationen höher, dies liegt aber daran, dass insgesamt sehr geringe Ströme bei dieser Spannung gemessen werden, die Schwankungen im Absolutwert des Stroms sind bei dieser Spannung am geringsten.

Betrachtet man die einzelnen Spektren entlang einer willkürlichen Linie durch den Scanbereich (siehe Abbildung III.10 a)) erkennt man auch hier deutlich die unterschiedlichen Bereiche der Photolumineszenz: Bereiche mit hoher Intensität emittieren bei längeren Peak-Wellenlängen, während die dunkleren Bereiche bei kürzeren Wellenlänge emittieren. In Teil b) der Abbildung sind die Intensität und die Energie der Photolumineszenz gemeinsam in einem dreidimensionalen Plot über die gesamte

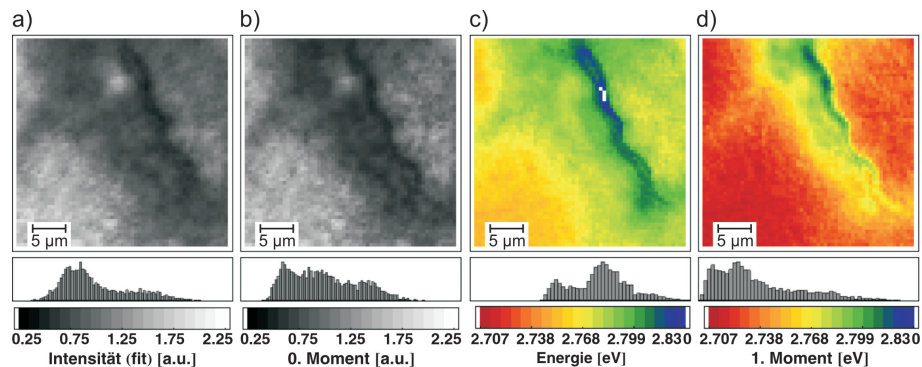


Abbildung III.11.: Die Spektren wurden einerseits über die Momentbestimmung (b) 0. Moment und d) 1. Moment) und andererseits durch einen Fit der Spektren mit Gauß-Funktionen (a) Peak-Höhe und c) Peak-Position) ausgewertet. Die Doppel-Peak-Struktur der Spektren hat einen deutlichen Einfluss auf die Bestimmung des ersten Moments.

Scanfläche aufgetragen. Hier entspricht die Höhe der Intensität und die Farbe des Plots der Energie gemäß der Skala in Abbildung III.9 b). Die oben beschriebene Korrelation der beiden Größen ist hier nochmals deutlich zu erkennen.

Bisher wurden nur die integrierte Intensität und der spektrale Schwerpunkt der Photolumineszenz betrachtet. In Abbildung III.10 a) ist allerdings deutlich zu erkennen, dass die Spektren nicht aus einer einzigen gaußförmigen Linie bestehen, sondern aus einem Hauptpeak mit mehreren Phononenreplika. Dies führt in der Bestimmung des ersten Moments zu Fehlern, so dass diese Größe nicht die Energie angibt, bei der die maximale Intensität liegt (siehe auch Abbildung II.3). Eine genauere Bestimmung der optischen Daten ermöglicht der Fit der Spektren mit einer Summe aus Gauß-Funktionen (siehe Kapitel II.2). Abbildung III.11 stellt die beiden Methoden anhand der hier gezeigten Messung gegenüber. An der Verteilung der Intensität (Teilbild a) Fit und b) integrierte Intensität) ändert sich prinzipiell nichts, allein die Histogramme zeigen eine schärfere Abgrenzung der einzelnen Bereiche. Ein großer Effekt zeigt sich jedoch bei der spektralen Position der Photolumineszenz. Die Ergebnisse des Gauß-Fits (c) zeigen, dass die Peakposition der Emission deutlich weniger spektral schiebt, als das erste Moment (d) nahe legt. Der Unterschied zwischen den Regionen liegt nun bei nur noch $\Delta E \leq 50$ meV. Allerdings ist eine deutlichere Korrelation mit den Intensitätsfluktuationen zu erkennen, die prinzipielle Aussage, dass dunkle Bereiche bei höheren Energien emittieren, bleibt erhalten.

Für die weiteren Aussagen werden die Ergebnisse des Gauß-Fits verwendet, da diese die genaueren Aussagen liefern als die Berechnung über die Momente.

Eine Erklärung dieser Fluktuationen gelingt nur, wenn man die optischen Informationen aus der Photolumineszenz mit den Informationen aus dem Photostrom kombiniert.

Wie oben gezeigt, ist der Photostrom bei einer externen Spannung von $U_a = -8$ V ein Maß für die Absorption des Laserlichts in der aktiven Zone. Die räumlichen Fluktuationen zeigen, dass die Absorption fluktuiert. Dies ist ein Hinweis auf unterschiedliche Quantentrogbreiten oder -tiefen. Ein veränderter Quantentrog ändert aber nicht nur die Absorption, sondern auch die Emission. Betrachtet man die Photolumineszenz bei $U_a = +2$ V, weisen die Regionen mit unterschiedlicher Absorption auch deutlich unterschiedliche Emissionsenergien auf, was diese These unterstützt. Der Photostrom bei $U_a = +2$ V wird hauptsächlich durch die Größe der Tunnelbarriere bestimmt. Für Elektronen, deren Energie niedriger ist, wird die Tunnelbarriere erhöht und somit die Tunnelwahrscheinlichkeit geringer. Der gleiche Effekt gilt auch für die Barriere der thermionischen Emission von Löchern. Dieses Verhalten ist auch

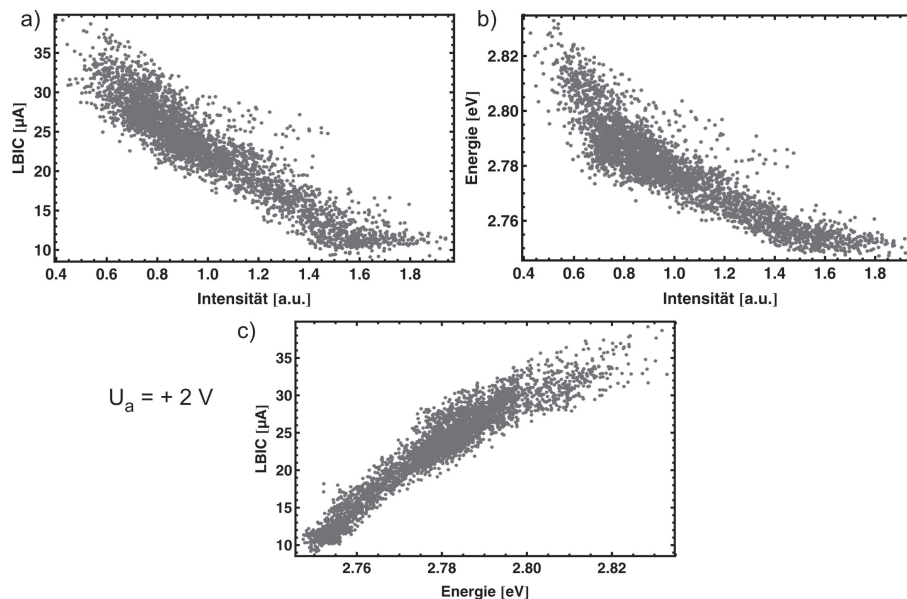


Abbildung III.12.: Die Korrelation der elektrischen und optischen Daten ist in dieser Abbildung besonders gut zu erkennen und bestätigt damit den Eindruck der oben gezeigten Flächenplots. Jeder Punkt in dieser Abbildung entspricht dabei einem Punkt in der Scanfläche.

in den Messungen klar zu erkennen: Regionen mit geringer Übergangsenergie korrelieren direkt mit Regionen mit geringem Photostrom. Die Korrelation der optischen und elektrischen Daten ist in Abbildung III.12 aufgetragen. In dieser Darstellung entspricht jeder Punkt einem Punkt in der Scanebene. Hier ist deutlich zu sehen, dass eine direkte Korrelation zwischen dem Photostrom und der Intensität der Photolumineszenz besteht. Durch eine höhere Tunnelwahrscheinlichkeit für Elektronen und eine höhere Wahrscheinlichkeit der thermionischen Emission von Löchern wird

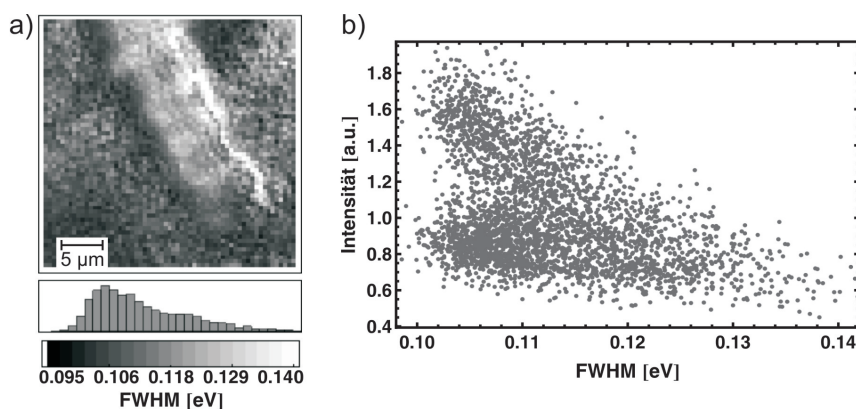


Abbildung III.13.: a) Die großflächige Verteilung der Halbwertsbreiten der PL-Spektren zeigt keine auffälligen Strukturen. b) Insbesondere eine Korrelation mit der Intensitätsverteilung ist nicht zu erkennen.

die Ladungsträgerdichte im Quantentrog reduziert, und die Rate der strahlenden Rekombination nimmt ab.

Der Vollständigkeit halber ist in Abbildung III.13 a) noch die Halbwertsbreite der PL-Spektren aufgetragen. Hier ist jedoch keine Struktur erkennbar, mit Ausnahme eines schmalen Bereichs mit leicht verbreiterten Spektren. Abbildung III.13 b) zeigt exemplarisch die Korrelation mit der Intensität. Der Bereich der breiteren Spektren liegt bei einer geringen PL-Intensität, allerdings sind bei den anderen Halbwertsbreiten alle Intensitätswerte vertreten, so dass hier keine Korrelation zu erkennen ist. Ein ähnliches Bild ergeben die Korrelationen mit der PL-Energie und dem Photostrom.

Alle experimentellen Befunde zusammengefasst lassen den Schluss zu, dass die Fluktuationen über Regionen von mehreren $10\text{ }\mu\text{m}^2$ durch Fluktuationen des Quantentrogs hervorgerufen werden. Die Absorption des Lasers variiert genauso wie die Barriere der Emissionmechanismen der Ladungsträger und die Energie der Photolumineszenz. Eine Aussage, ob diese Fluktuationen nun durch Fluktuationen der Dicke der Quantentröge oder des Indium-Gehalts in den Quantentrögen oder durch eine Kombination der beiden hervorgerufen wird, ist durch diese Messungen nicht möglich.

Ein Vergleich mit den Simulationen der Übergangsenergien und Zeitkonstanten für die Verlustmechanismen kann eine Abschätzung geben, wie groß die Fluktuationen sein müssen, um die beobachteten Effekte zu verursachen.

Dazu wurde der In-Gehalt eines 3 nm breiten Quantentrogs zwischen 16 % und 18 % variiert. In diesem Bereich ändert sich die Übergangsenergie der Grundzustände um etwa 100 meV. Eine Fluktuation des In-Gehalts um 1 bis 2 % kann also die beobachteten Energie-Fluktuationen erklären. Mit steigendem In-Gehalt erhöhen sich auch die Zeitkonstanten (bei $U_a = 0\text{ V}$) für das Tunneln der Elektronen um einen Faktor 8 bzw. 80 (für 1 % bzw. 2 % mehr Indium) und für die thermionische Emission von Löchern um den Faktor 4 bzw. 20 (1 % bzw. 2% mehr Indium). Für den Vergleich der Zeitkonstanten der Verlustprozesse wurden die Werte bei $U_a = 0\text{ V}$ gewählt, da bei dieser Spannung die Zeitkonstanten noch im Bereich der Lebensdauer der Ladungsträger gegenüber der strahlenden Rekombination liegen.

Lässt man den Indium-Gehalt bei 17 % konstant und verringert die Dicke des Quantentrogs um 1 bzw. 2 Monolagen ($1\text{ ML} = 0.25\text{ nm}$ [Zhou04]), so ergibt sich eine Energieänderung um 30 meV bzw. 70 meV, was auch im Bereich der beobachteten Energie-Fluktuationen liegt. Die Zeitkonstanten für das Tunneln ändern sich um den Faktor 5 bis 30 und die der thermionischen Emission um den Faktor 3 bis 8. Diese Änderung ist etwas geringer als bei der Variation des Indium-Gehalts.

Diese Werte zeigen, dass sowohl eine Variation des Indium-Gehalt um 1 bis 2 % als auch eine Fluktuation der Quantentrogdicke um 1 bis 2 Monolagen die beobachteten Fluktuationen in der Photolumineszenz und im Photostrom hervorrufen kann.

2.3. Fluktuationen auf einer sub- μm Längenskala

Zusätzlich zu diesen langreichweitigen Fluktuationen erscheinen die Regionen in Abbildung III.9 nicht homogen. Um diese Fluktuationen auf einer Längenskala unter $1\ \mu\text{m}$ genauer zu untersuchen, werden die Photolumineszenz und der Photostrom hochortsaufgelöst auf einer Fläche von $5 \times 5\ \mu\text{m}^2$ gemessen. Hierfür wird im Abstand von jeweils $0.1\ \mu\text{m}$ ein Spektrum aufgenommen und der Strom gemessen. Im Folgenden werden Messungen mit zwei verschiedenen Objektiven (Öl-Immersionsobjektiv, $100\times$, $NA = 1.3$ und Linsenobjektiv, $63\times$, $NA = 0.75$) gezeigt und die Ergebnisse verglichen.

2.3.1. Messungen mit Öl-Immersionsobjektiv

Die spektral integrierte Intensität (Abbildung III.14 a)) zeigt eine deutliche Fluktuation auf einer Längenskala unter $1\ \mu\text{m}$. Diese Struktur bleibt über den gesamten gemessenen Bereich der externen Spannung in großen Teilen unverändert, der Kontrast ist jedoch bei $U_a = +2\ \text{V}$ deutlich geringer als bei $U_a = 0, -2\ \text{V}$. Bei $U_a = -8\ \text{V}$ ist wieder fast kein optisches Signal mehr messbar. Die Daten wurden bei einer Anregungsdichte von $1\ \text{kW}/\text{mm}^2$ aufgenommen. Die Intensitätsunterschiede sind in etwa vergleichbar mit den Unterschieden bei den langreichweitigen Fluktuationen.

Die Energie der Photolumineszenz (Abbildung III.14 b)) zeigt ebenfalls eine Struktur auf einer sub- μm Längenskala, die jedoch nicht mit der Struktur der Intensität korreliert. Außerdem ändert sich die Energie nur innerhalb eines sehr kleinen Bereichs von etwa $10 - 15\ \text{meV}$. Die einzelnen PL-Spektren entlang einer willkürlichen Linie durch den Scanbereich in Abbildung III.15 verdeutlichen nochmals, dass zwar die Intensität der Photolumineszenz starken Schwankungen unterliegt, aber die Peak-Energie praktisch unverändert bleibt. Im Gegensatz zu den langreichweitigen Fluktuationen (siehe Abbildung III.10) variiert die Intensität hier kontinuierlich, es sind keine deutlich getrennten Bereiche zu erkennen, wie dies bei den Spektren der großflächigen Messung der Fall war.

Es scheint jedoch, dass die Spektren mit einer niedrigeren Intensität eine größere Halbwertsbreite aufweisen. Um diesen Eindruck zu überprüfen, wurden die Spektren mit einer Summe aus einem gaußförmigen Hauptpeak mit drei Phononenreplika

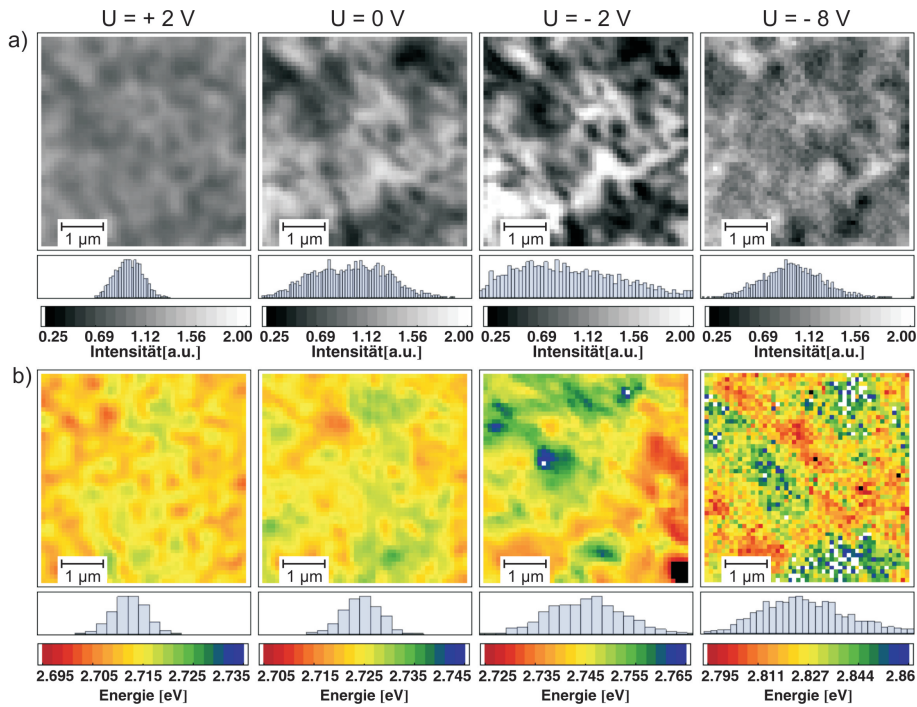


Abbildung III.14.: Mit dem Immersionsobjektiv gemessene Verteilung a) der Intensität und b) der Energie über eine Scanfläche von $5 \times 5\text{ }\mu\text{m}^2$ in Abhängigkeit der externen Spannung. Die Intensitäten sind jeweils auf den Mittelwert normiert.

gefitet. Die Ergebnisse dieses Fits sind für $U_a = +2\text{ V}$ in Abbildung III.16 aufgetragen. Der Fit bestätigt die geringen Fluktuationen der PL-Energie. Die Verteilung der Halbwertsbreite der Spektren zeigt im Vergleich zu den großflächigen Messungen eine geringere Fluktuation. Die Struktur ist jedoch den Intensitätsfluktuationen sehr ähnlich. Der Eindruck der einzelnen Spektren wird auf der gesamten Fläche bestätigt: Bereiche mit geringerer PL-Intensität haben eine größere Halbwertsbreite der Spektren.

Der gemessene Photostrom ist über den gesamten Scanbereich annähernd homogen, auch wenn man eine sehr schwache feinkörnige Struktur in der Verteilung erkennen kann (Abbildung III.16 d)). Diese Struktur weist jedoch keine Ähnlichkeit mit der Struktur der Intensitätsfluktuationen auf. Die geringe Variation des Photostroms zeigt, dass die Absorption des Laserlichts auf dieser Längenskala nahezu konstant ist, und die Barriere für den Verlust von Ladungsträgern durch Tunneln oder thermionische Emission räumlich konstant ist. Dies bedeutet, dass der Quantentrog auf dieser Längenskala keine Fluktuationen aufweist.

Wie bei den langreichweitigen Fluktuationen gezeigt, würde eine Veränderung der Quantentrogdicke oder des Indiumgehalts im Quantentrog eine deutlich größere Energiefluktuation hervorrufen als die beobachteten ca. 15 meV.

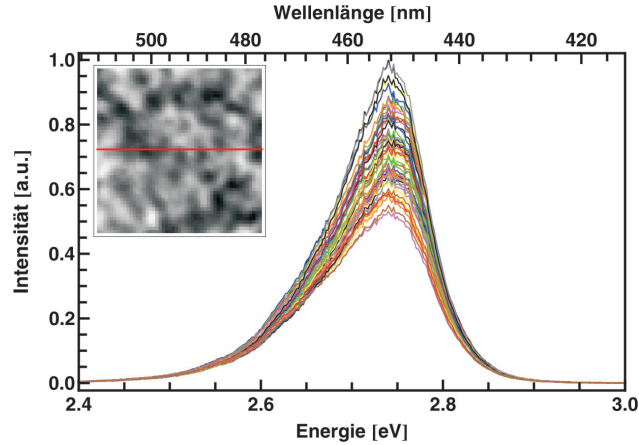


Abbildung III.15.: PL-Spektren bei einer externen Spannung von $U_a = +2$ V entlang einer $5\ \mu\text{m}$ langen Linie (rote Markierung). Die Intensität zeigt deutliche Variationen, während die energetische Position der Spektren nahezu unverändert bleibt.

Bei den langreichweitigen Fluktuationen war eine deutliche Korrelation zwischen Intensität, Energie und Photostrom zu erkennen. Auf der sub- μm Längenskala kann keine dieser Korrelationen beobachtet werden, wie in Abbildung III.17 a) – c) zu sehen ist.

Die fehlenden Korrelationen und die geringe Fluktuation der PL-Energie bestätigen die Vermutung, dass die Fluktuationen in der Intensität auf dieser Längenskala nicht durch Veränderungen des Quantentrops hervorgerufen werden. Man kann also davon ausgehen, dass die Erzeugung von Ladungsträgern in der aktiven Zone und der Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog räumlich konstant sind, und somit die Rate der rekombinierenden Ladungsträger konstant ist. Die starken Fluk-

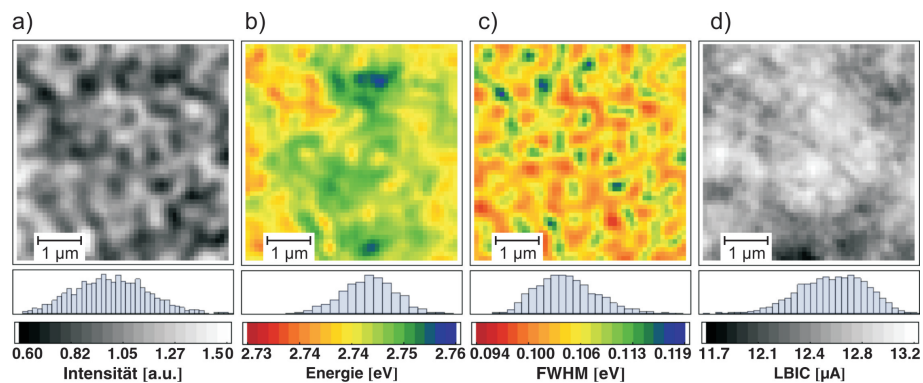


Abbildung III.16.: Ergebnisse des Gauß-Fits auf der sub- μm -Längenskala bei $U_a = 2$ V. Intensität a) und Halbwertsbreite c) zeigen ähnliche Strukturen, eine Korrelation mit den Energiefluktuationen b) ist nicht zu erkennen, der Photostrom (hier bei $U_a = -8$ V) d) ist annähernd konstant.

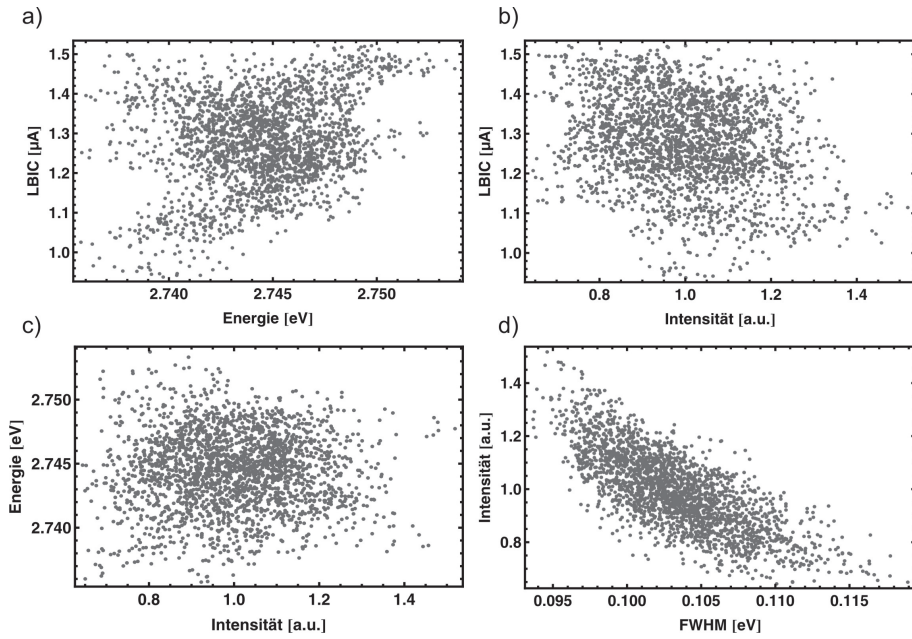


Abbildung III.17.: Korrelations-Plots der mit dem Immersionsobjektiv bei einer externen Spannung von $U_a = +2$ V gemessenen optischen Daten und dem Photostrom.

tuationen der PL-Intensität können also auf die Konkurrenz zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination zurückgeführt werden.

In der Diplomarbeit von Julia Danhof [Danhof08] sowie in Arbeiten von Tobias Meyer [Meyer10] konnte für Proben, die im blauen Spektralbereich emittieren, eine Korrelation von nichtstrahlender Rekombination und der Position von Versetzungen etabliert werden. Dies war möglich, da die von ihnen untersuchten Proben eine niedrige Versetzungsdichte aufweisen ($\approx 10^6 \text{ cm}^{-2}$), und der Quantentrog nur mit einer dünnen GaN-Schicht überdeckt wurde. Dadurch können die Positionen der Linienversetzungen durch Messungen der Oberflächenmorphologie mittels eines Rasterkraftmikroskops (AFM, engl. atomic force microscope) bestimmt und mit der Photolumineszenz verglichen werden. Durch die geringe Dichte konnten die Auswirkungen der einzelnen Versetzungen auf die optischen Parameter des Quantentrogs durch μ PL Messungen aufgelöst und gezeigt werden, dass an den Linienversetzungen die Intensität der Photolumineszenz einbricht und gleichzeitig die PL-Spektren eine größere Halbwertsbreite aufweisen.

Für die hier untersuchte Probe wurde eine ähnliche Korrelation zwischen PL-Intensität und der Halbwertsbreite beobachtet (siehe Abbildung III.17 d)). Dies legt die Vermutung nahe, dass die nichtstrahlende Rekombination an Versetzungen die Ursache der Intensitätsfluktuationen ist. Da die Probe jedoch auf Saphir-Substrat gewachsen wurde, ist die Versetzungsdichte sehr hoch (typischerweise $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$).

Dies ergibt mindestens 250 Versetzungen auf der Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ mit einem mittleren Abstand von ca. 300 nm zwischen den Versetzungen. Damit kann der Effekt einzelner Versetzungen optisch nicht aufgelöst werden. Die Bestimmung der Positionen der Versetzungen mittels AFM-Messungen ist bei dieser Probe nicht möglich, da die aktive Zone mit einer p-dotierten Schicht überwachsen wurde und anschließend die Struktur als Dünnschicht-LED prozessiert wurde. Damit ist die epitaktische Oberfläche nicht mehr zugänglich.

2.3.2. Messungen mit Linsenobjektiv

Im Folgenden wird eine Messung an der gleichen Probe mit dem Linsenobjektiv gezeigt. Diese Messung wurde bei der gleichen Anregungsdichte von 3.6 kW/mm^2 wie die großflächige Messung in Abschnitt 2.2 aufgenommen. Abbildung III.18 zeigt die Verteilung der Intensität, der Energie und des Photostroms. Die Intensität fluktuiert auch hier deutlich auf einer sub- μm Längenskala, allerdings ist der Kontrast im Vergleich zur Messung mit dem Immersionsobjektiv bei allen externen Spannungen deutlich reduziert, was auf die schlechtere Ortsauflösung dieses Objektivs zurückzuführen ist. Die Energie der Photolumineszenz fluktuiert auch bei dieser Messung nur um etwa 10 – 20 meV und ist damit deutlich homogener als bei den langreichweitigen Fluktuationen. Bei einer externen Spannung von $U_a = +2 \text{ V}$ ist der Kontrast der Intensitätsfluktuationen und die Variation der Energie nochmals deutlich geringer, als bei $U_a = 0 \text{ V}$. Dieser Effekt ist auf die relativ hohe Anregungsdichte zurückzuführen. Die hohe Ladungsträgerdichte im Quantentrog verschiebt die Emissionsenergie insgesamt zu höheren Energien, da die internen Felder durch die Ladungsträger abgeschirmt werden und die Zustände bei niedrigen Energien aufgefüllt werden. Die genauen Auswirkungen der hohen Ladungsträgerdichte werden im Kapitel IV erklärt.

Die optischen Daten dieser Messung bestätigen die Ergebnisse der Messung mit dem Immersionsobjektiv. Die beobachteten Unterschiede sind auf die geringere Ortsauflösung zurückzuführen.

Ein anderes Bild zeigt jedoch der Photostrom. Hier ist jetzt deutlich eine Struktur zu erkennen. Abbildung III.18 c) ist so skaliert, dass die Werte von 90 % bis 115 % des jeweiligen Mittelwertes der Messung aufgetragen werden. Einzig bei $U_a = +2 \text{ V}$ geht die Skalierung von 80 % bis 120 % des Mittelwertes. Hier sind die relativen Fluktuationen etwas größer, jedoch die Absolutwerte des Stroms am kleinsten. Es sind also deutliche Fluktuationen auf einer sub- μm Längenskala im Photostrom-

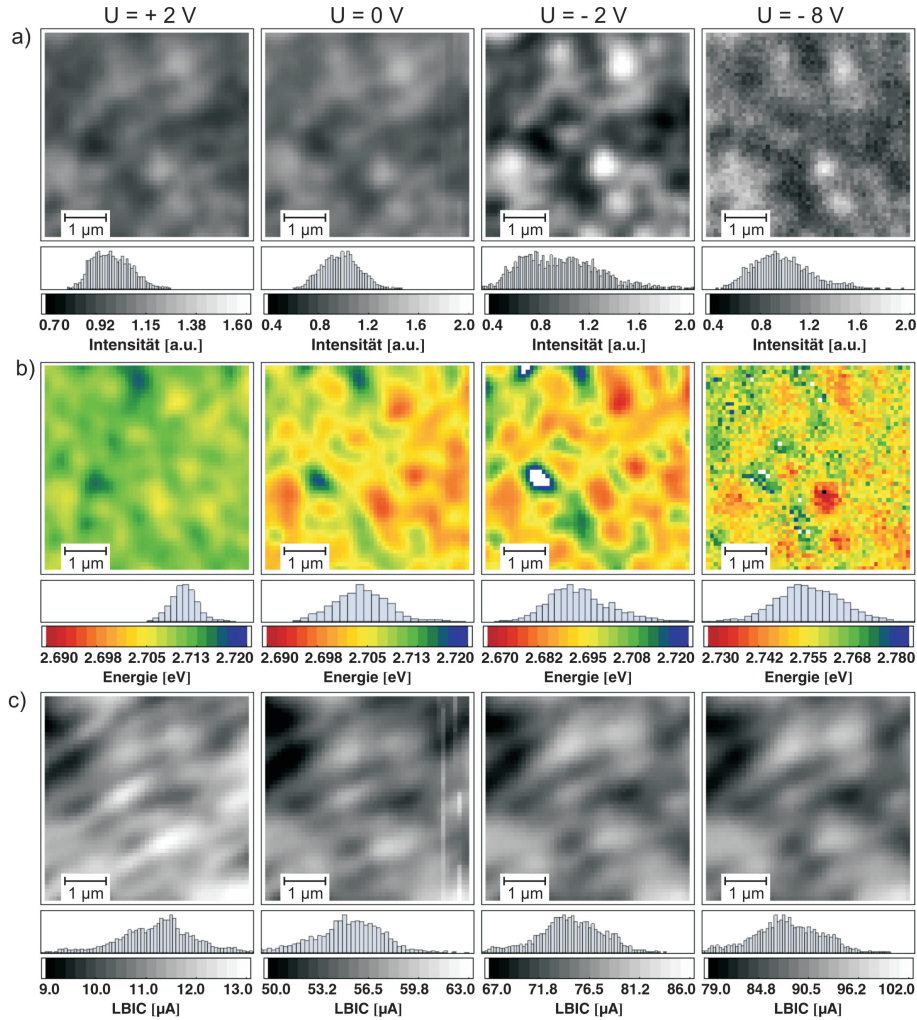


Abbildung III.18.: Mit dem Linsenobjektiv gemessene Verteilung a) der Intensität, b) Energie und c) des Photostroms über eine Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ in Abhängigkeit der externen Spannung. Die Intensitäten sind jeweils auf den Mittelwert normiert.

signal zu beobachten. Im Vergleich zu den langreichweitigen Fluktuationen sind diese jedoch sehr gering.

Die Struktur der Photostrom-Fluktuationen zeigt in großen Teilen keine Ähnlichkeit mit den Intensitätsfluktuationen. Lediglich einzelne kleine Bereiche erwecken den Anschein einer Korrelation der beiden Größen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sehr viele Scans an unterschiedlichen Probenstellen aufgenommen. Weitere exemplarische Messungen sind auch in Kapitel IV gezeigt. Ähnliche Strukturen sind weitaus seltener als diese Messung suggeriert. Damit konnte die in der hier gezeigten Messung zu erahnende Korrelation zwischen Photostrom-Signal und PL-Intensität nicht bestätigt werden.

Die Korrelation zwischen PL-Intensität und der Halbwertsbreite der Spektren, die

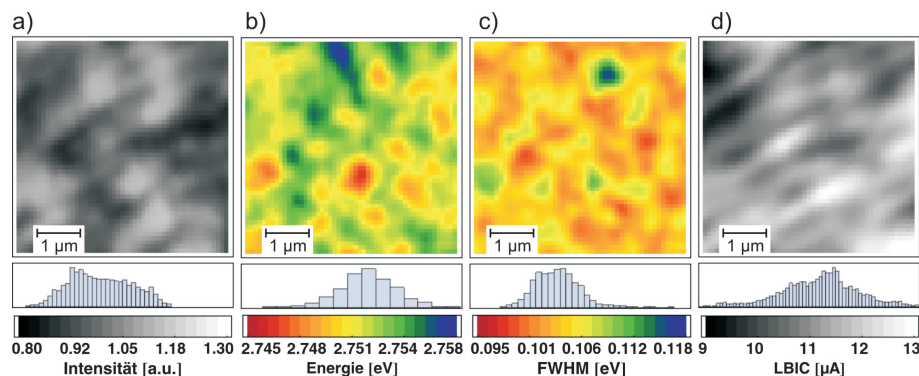


Abbildung III.19.: Die Ergebnisse des Gauß-Fits der Spektren ($U_a = 2$ V) zeigen, dass keine Korrelation zwischen den Strukturen der optischen Daten und dem Photostrom bestehen.

bei der Messung mit dem Immersionsobjektiv beobachtet wurde, kann durch diese Messung nicht bestätigt werden (siehe Abbildung III.19).

Die Messungen bestätigen jedoch die Vermutung, dass Quantentrogfluktuationen als Ursache für die beobachteten Intensitätsfluktuationen ausgeschlossen werden können. Der Photostrom zeigt zwar Fluktuationen, allerdings sind diese nicht mit der Intensität korreliert, und außerdem zu schwach, um durch Fluktuationen der Quantentrogdicke um 1 ML oder des Indium-Gehalts um 1 % hervorgerufen zu werden. Die fehlende Korrelation zwischen Photostrom und Photolumineszenz legt die Vermutung nahe, dass die Ursache der beobachteten Photostrom-Fluktuationen nicht im Quantentrog zu finden ist. Es könnten möglicherweise Fluktuationen des umgebenden Materials wie beispielsweise Barrierendicken oder Dotierinhomogenitäten dafür verantwortlich sein. Diese Vermutung lässt sich jedoch durch die hier gezeigten optischen Messungen nicht untermauern.

Ein direkter Vergleich der Messungen mit beiden Objektiven ist in Abbildung III.20 gezeigt. Die Intensität wurde bei einer externen Spannung von $U_a = +2$ V aufgenommen, der Photostrom bei $U_a = -8$ V. Da beide Messungen zwar an der selben Probe vorgenommen wurden, jedoch an unterschiedlichen Probenstellen, können nur qualitative Unterschiede der beiden Messungen aufgezeigt werden.

Die Intensitäten sind jeweils auf ihren Mittelwert normiert. Hier ist deutlich zu sehen, dass der Kontrast der Messung mit dem Linsenobjektiv deutlich geringer ist (0.8 – 1.2) als mit dem Immersionsobjektiv (0.6 – 1.4). Die Struktur, die mit dem Immersionsobjektiv gemessen wurde, ist deutlich feinkörniger als bei der Messung mit dem Linsenobjektiv, was auf die höhere Vergrößerung und die größere numerische Apertur dieses Objektivs zurückzuführen ist.

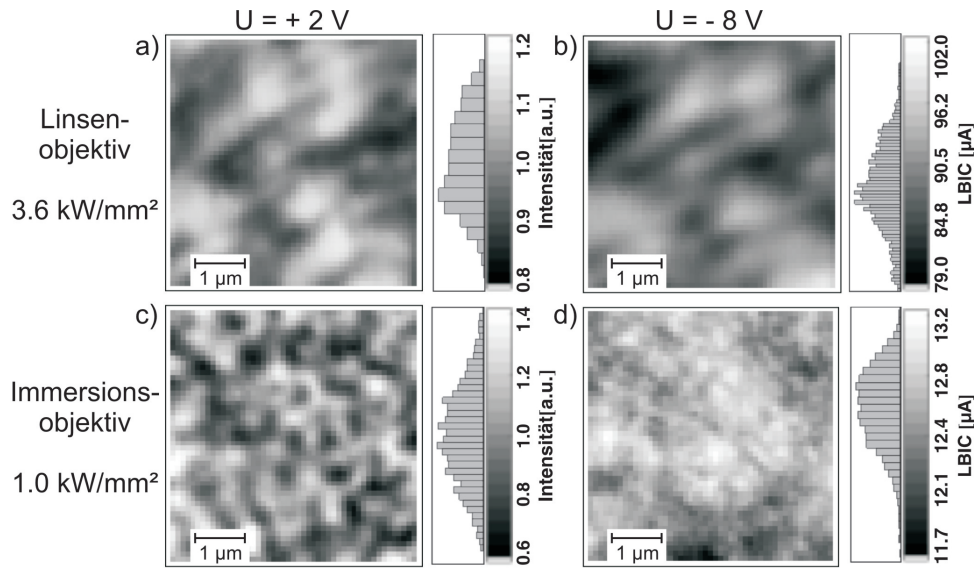


Abbildung III.20.: Intensität bei Spannung in Vorwärtsrichtung und Photostrom bei Spannung in Rückwärtsrichtung mit dem Linsenobjektiv (a) und b)) und mit dem Immersionsobjektiv (c) und d)), gemessen an unterschiedlichen Stellen der Probe.

Die absoluten Werte des Photostroms weichen deutlich voneinander ab. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Messungen bei unterschiedlichen Anregungsdichten (1 kW/mm^2 bzw. 3.6 kW/mm^2) aufgenommen wurden. Beide Messungen sind so skaliert, dass der Bereich zwischen 85 % und 115 % des jeweiligen Mittelwertes durch die Graustufenskala abgedeckt ist. Bei der Messung mit dem Immersionsobjektiv ist nahezu keine Struktur erkennbar, die Verteilung der Messwerte ist deutlich schmaler als bei der Messung mit dem Linsenobjektiv. Bei dieser ist auch eine deutliche Struktur auf einer sub- μm Längenskala zu sehen.

Die fehlende Struktur ist möglicherweise auf eine großflächige Anregung zurückzuführen. Abbildung III.21 b) zeigt die Verteilung der PL-Intensität um den Fokuspunkt des Laserstrahls. Der leuchtende Bereich ist deutlich größer als die Ortsauflösung der konfokalen PL-Messungen. Auf die optische Detektion hat dies keinen großen Einfluss, da hier die Auflösung von der Größe des Pinholes maßgeblich mitbestimmt wird. Für die Detektion des Photostroms muss jedoch bedacht werden, dass der Strom nicht lokal detektiert wird, und somit der Strom aus dem großen Anregungsbereich ein homogenes, großflächig gemitteltes Hintergrundsignal liefert. Wird dieser Anteil zu groß, können die kleinen lokalen Fluktuationen nicht mehr gemessen werden.

2.3.3. Einfluss der Ladungsträgerdiffusion auf sub- μm Struktur

Eine mögliche Erklärung für die beobachteten Fluktuationen auf der sub- μm Längenskala wäre die Umverteilung der erzeugten Ladungsträger durch Diffusionsprozesse. Würden die Ladungsträger aus dem Detektionsbereich des konfokalen Mikroskops herausdiffundieren, so könnte das von diesen Ladungsträgern erzeugte Licht nicht mehr detektiert werden, und die Stelle würde dunkel erscheinen.

In der dieser Arbeit vorangegangenen Diplomarbeit [Vierheilig06] wurde eine Methode entwickelt, um die laterale Diffusion der Ladungsträger direkt zu messen. Hierfür wird das Pinhole in der Fokusebene bewegt, und an jedem Punkt des vergrößerten Bildes der Quantentrogenebene ein Spektrum aufgenommen. Die Probe selbst wird dabei nicht bewegt. Dadurch wird die Intensitätsverteilung um den anregenden Laserspot an ausgewählten Punkten gemessen.

Eine ähnliche Methode kommt an der Universität Kyoto in der Arbeitsgruppe um Prof. Yoichi Kawakami zum Einsatz. Hier wird mit einem optischen Nahfeldmikroskop (SNOM, engl. scanning nearfield optical microscope) gearbeitet [Kaneta03, Kaneta08]. Die Anregung der Photolumineszenz geschieht mittels einer feinen Glasfaserspitze und ist somit räumlich sehr stark begrenzt (Ortsauflösung ca. 30 nm). Wird das Photolumineszenz-Signal durch die Glasfaserspitze detektiert („illumination-collection mode“), so kann nur das Signal detektiert werden, das im Bereich der Apertur der Faser entsteht. Ladungsträger, die aus diesem Bereich herausdiffundieren, erzeugen ein Signal, das nur durch eine Linse im Fernfeld aufgesammelt werden kann („illumination mode“). Ein Vergleich der beiden Aufnahmen macht Umverteilungen von Ladungsträgern sichtbar.

Bei der hier verwendeten Methode kann zusätzlich noch die räumliche Verteilung

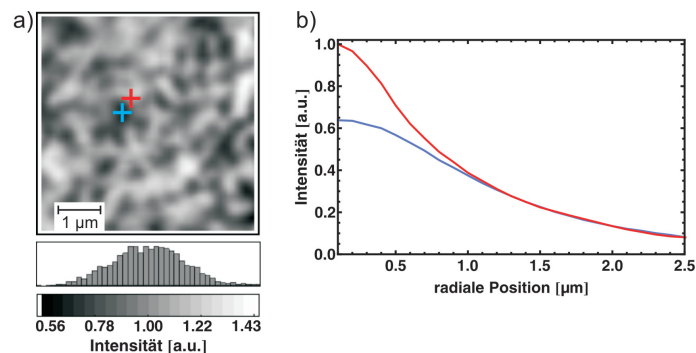


Abbildung III.21.: Messung der lateralen Ladungsträgerdiffusion auf der sub- μm Struktur. Die Kurven in Teil b) zeigen die radial gemittelten Intensitäten um die in Teil a) markierten Punkte.

der Intensität um den anregenden Laserspot bestimmt werden. Um den Einfluss der räumlichen Fluktuationen der Intensität zu eliminieren, wird um den Fokuspunkt die Intensität radial gemittelt, da hier nur der Abstand vom Fokuspunkt von Interesse ist. Diese Messung wurde für mehrere benachbarte helle und dunkle Stellen der sub- μ m-Fluktuationen durchgeführt. In Abbildung III.21 ist ein typisches Ergebnis gezeigt. Teil a) zeigt den Intensitätsplot, wie er mit dem Immersionsobjektiv gemessen wurde. Dieses Objektiv wurde gewählt, da es die stärkste Vergrößerung aufweist und die Struktur damit am deutlichsten aufgelöst werden kann. Die Kreuze in der Scanfläche markieren den Fokuspunkt des Lasers für die ausgewählten Diffusionsmessungen. Teil b) zeigt die radial gemittelten Intensitäten.

Für kleine Abstände vom Fokuspunkt sind deutliche Unterschiede für die beiden Punkte zu sehen, während für größere Abstände beide Intensitätsverläufe identisch sind. Integriert man die gesamte großflächig gemessene Intensität auf, so ergibt sich für den dunklen Punkt der Probe auch eine geringere Intensität als für den hellen Punkt. Dies zeigt, dass nicht nur im Detektionsbereich des konfokalen Mikroskops weniger Licht erzeugt wird, sondern auch bei großflächiger Detektion weniger gemessen wird. Würde die sub- μ m Fluktuation durch Diffusionsprozesse hervorgerufen werden, müsste die großflächig detektierte Intensität für beide Stellen gleich groß sein. Da aber gerade bei größeren Abständen vom Fokuspunkt die Intensität bei beiden Messpunkten gleich groß ist, und nur im zentrumsnahen Bereich die Intensität für den dunklen Punkt einbricht, kann eine Umverteilung im Bereich der Ortsauflösung für diese Messungen ausgeschlossen werden. Die erzeugten Ladungsträger rekombinieren also lokal am Ort ihrer Entstehung. Die geringere Intensität der dunklen Punkte kann nur durch eine erhöhte nichtstrahlende Rekombination der Ladungsträger verursacht werden.

Durch diese Messung kann auch gezeigt werden, dass in Bereichen um den anregenden Laserspot noch ein deutliches Photolumineszenz-Signal gemessen wird. Im vorhergehenden Abschnitt wurde anhand der Photostrom-Messungen die Vermutung aufgestellt, dass ein Teil des gemessenen Stroms nicht am Ort der Anregung und damit der optischen Messung entsteht. Die großflächige Messung der PL-Intensität um den Laserfokus stützt diese Annahme. Die optischen Messungen detektieren den hohen Kontrast, da hier nur das Signal eines kleinen Bereichs um den Fokuspunkt gemessen wird. Die Detektion des Photostroms geschieht nicht lokal begrenzt. Hier muss der gesamte leuchtende Bereich mit berücksichtigt werden. Der Kontrast bei der Messung des Photostroms nimmt stark ab.

Messungen mit dem Linsenobjektiv zeigen durch den größeren Fokus auch eine brei-

tere Verteilung der Intensität um das Zentrum, allerdings ist der Abfall der Intensität für größere Abstände steiler. Damit ist für dieses Objektiv der Anteil der Ladungsträger im Bereich des Laserfokus größer, was auch den besseren Kontrast der Photostrom-Messungen erklärt.

2.3.4. Vergleich mit langreichweitigen Fluktuationen

Ein direkter Vergleich der Fluktuation auf den beiden Längenskalen soll nochmals die Unterschiede verdeutlichen. In Abbildung III.22 sind die Intensität und die spektrale Position für die drei oben diskutierten Messungen aufgetragen. Die beiden linken Scans zeigen eine Fläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$. Die Messung mit dem Linsenobjektiv ist mit einem grauen Rahmen markiert, die Messung mit dem Immersionsobjektiv mit einem roten Rahmen. Die Messung mit dem grünen Rahmen zeigt eine Fläche von $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. Die Intensitäten der Messungen mit dem Linsenobjektiv sind auf den Mittelwert der großflächigen Messung normiert. Durch die hohe NA des Immersionsobjektivs wird bei dieser Messung trotz der geringeren Anregungsdichte eine absolut höhere Intensität gemessen als mit dem Linsenobjektiv. Daher wird diese Messung separat normiert.

Der Unterschied zwischen den Messungen der sub- μm Struktur mit den beiden Objektiven ist, wie oben schon beschrieben, auf die schlechtere Ortsauflösung des Linsenobjektivs zurückzuführen. Vergleicht man die Intensitätsverteilungen in den Histogrammen, so ist deutlich, dass die Messung mit dem Linsenobjektiv einen deutlich schlechteren Kontrast liefert.

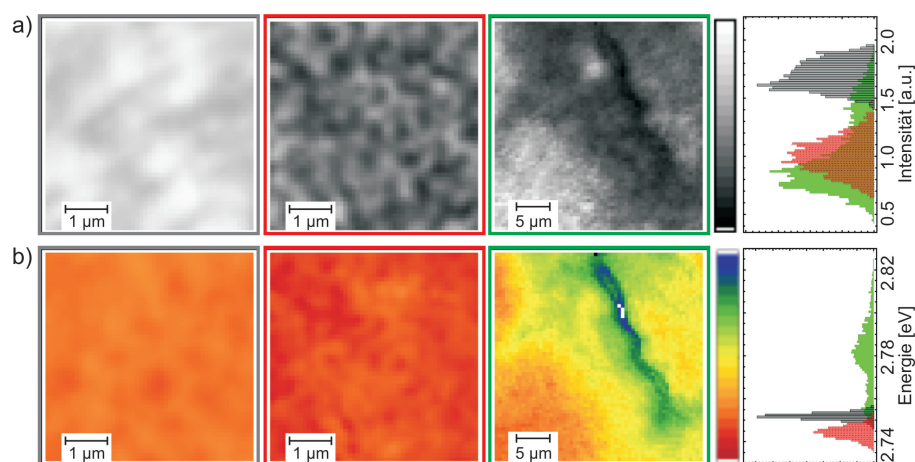


Abbildung III.22.: a) Intensitäts- und b) Energiefluktuationen auf der sub- μm Längenskala (Linsenobjektiv, grau; Immersionsobjektiv, rot) und langreichweitig (grün).

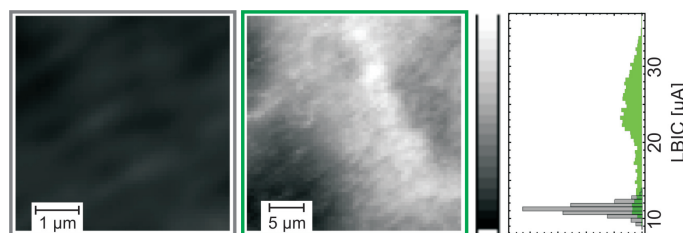


Abbildung III.23.: Fluktuationen des Photostroms auf der sub- μm Längenskala (Linseobjektiv, grau) und langreichweitig (grün). Auf die Darstellung der Messung mit den Immersionsobjektiv ist hier verzichtet worden.

Zum Vergleich mit den langreichweitigen Fluktuationen (grün) eignet sich also die Messung mit dem Immersionsobjektiv (rot) wesentlich besser. Die Verteilung der Intensitätswerte ist auf der kleinen Längenskala etwas schmaler als für die langreichweitigen Fluktuationen, der Intensitätskontrast ist aber auf beiden Längenskalen sehr groß. Für die großflächige Messung setzt sich das Histogramm aus mehreren schmalen Strukturen zusammen, welche aus den großen Strukturen entstehen, während das Histogramm der sub- μm Struktur eine einzelne breite Struktur darstellt.

Die Energie jedoch ist bei den sub- μm Fluktuationen deutlich homogener. Wählt man für alle Messungen den gleichen Energiebereich für die Farbskala, so erkennt man auf den kleinflächigen Messungen kaum noch eine Struktur, während die großflächige Messung deutliche Unterschiede zeigt, die mit den Intensitätsfluktuationen auf dieser Längenskala korrelieren. Auch bei der Energie ist die Verteilung der Werte bei der Messung mit dem Immersionsobjektiv etwas breiter, als bei der Messung mit dem Linsenobjektiv, im Vergleich zu den langreichweitigen Fluktuationen allerdings sehr viel schmaler. Der spektrale Unterschied der beiden kleinflächigen Messungen ist auf die unterschiedliche Anregungsdichte zurückzuführen. Die Messung mit dem Linsenobjektiv wurde bei einer etwas höheren Anregungsdichte aufgenommen, was insgesamt zu höheren Energien führt (siehe Kapitel IV). Im Histogramm der großflächigen Messung erkennt man auch hier deutlich die einzelnen Bereiche.

Die deutlich homogenere Energieverteilung auf der sub- μm Skala ist ein erster Hinweis darauf, dass die Intensitätsfluktuationen von unterschiedlichen Mechanismen hervorgerufen werden müssen. Diese Vermutung wird durch die orts aufgelöste Messung des vom Laserstrahl erzeugten Photostroms unterstützt. Abbildung III.23 zeigt das Photostrom-Signal auf beiden Längenskalen, wie sie mit dem Linsenobjektiv gemessen wurden. Die Graustufenskala der beiden Bilder erstreckt sich über den selben Strombereich. Auf die Darstellung der Messung mit dem Immersionsobjektiv ist hier verzichtet worden, da hier keine Struktur erkennbar war. Durch die un-

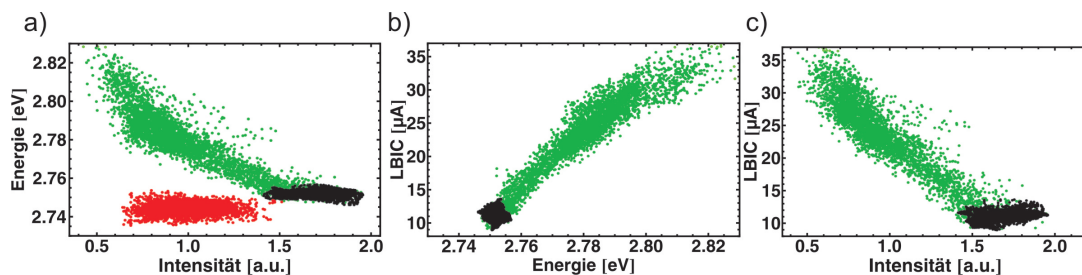


Abbildung III.24.: Die Korrelationen der optischen Daten und des Photostroms zeigen deutlich, dass auf der sub- μm Längenskala (schwarz, rot) keine Korrelation zu erkennen ist, während die langreichweitigen Fluktuationen (grün) deutlich korrelieren.

verschiedene Anregungsdichten sind auch die Absolutwerte des Stroms nicht direkt vergleichbar. Die Struktur auf der sub- μm Längenskala ist in dieser Darstellung so gut wie nicht mehr zu sehen. Das Histogramm zeigt deutlich, dass die kleinflächige Messung nur einen sehr schmalen Bereich an Stromwerten liefert, während die Verteilung der Stromwerte für die großflächige Messung wieder deutlich die einzelnen Bereiche zeigt.

Abbildung III.24 verdeutlicht nochmals die Korrelation zwischen Intensität, Energie und Photostrom für die langreichweitigen Fluktuationen (grüne Punkte). Bereiche mit hoher PL-Intensität emittieren mit geringerer Energie und das Photostrom-Signal aus diesen Bereichen ist ebenfalls geringer. Die schwarzen Punkte in dieser Auftragung stellen die Daten der sub- μm Struktur dar. Für diese Längenskala kann keine Korrelation nachgewiesen werden. Die Verteilung der Werte beschränkt sich auf einen sehr kleinen Bereich, der sich in die langreichweitigen Fluktuationen einfügt. Die Messung mit dem Immersionsobjektiv (rote Punkte) zeigt, dass die Intensität noch deutlich stärker fluktuiert, als dies mit dem Linsenobjektiv aufgelöst werden kann, allerdings ist die Verteilung der Energiewerte deutlich schmaler als für die langreichweitigen Fluktuationen. Auch bei der Messung mit dem Immersionsobjektiv ist keine Korrelation zwischen den optischen Daten zu erkennen.

Diese Unterschiede machen deutlich, dass die Intensitätsfluktuationen von unterschiedlichen Mechanismen hervorgerufen werden müssen. Die Korrelation der Daten für die langreichweitigen Fluktuationen zeigt, dass auf dieser Längenskala eine Veränderung der Quantentrogeneigenschaften vorliegt. Im Vergleich mit Simulationen konnte gezeigt werden, dass sowohl eine Veränderung der Quantentrogdicke um eine Atomlage als auch eine Veränderung der Indium-Konzentration im Bereich von 1 % die beobachteten Fluktuationen verursachen kann. Eine Unterscheidung zwischen den beiden Effekten ist durch die hier gezeigten Messungen nicht möglich.

Die Fluktuationen auf der sub- μm Längenskala können nicht durch Quantentrogfluktuationen verursacht werden, da sowohl der Photostrom als auch die Energie der Photolumineszenz sehr homogen sind. Eine Umverteilung der Ladungsträger durch Diffusionseffekte konnte auf dieser Längenskala ebenfalls ausgeschlossen werden. Die Messungen zeigen, dass auf dieser Längenskala über den Scanbereich gleich viele Ladungsträger erzeugt werden, der Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog annähernd konstant ist, und die Ladungsträger im Quantentrog lokal rekombinieren. Dies legt die Schlussfolgerung nahe, dass die Intensitätsfluktuationen durch eine räumlich variierende nichtstrahlende Rekombination von Ladungsträgern verursacht werden. Diese These wird im folgenden Kapitel IV anhand von anregungsdichteabhängigen Photolumineszenz-Messungen überprüft.

2.4. Zusammenfassung

Abbildung III.25 zeigt nochmals das Modell, das aus den in diesem Kapitel vorgestellten Messungen erarbeitet worden ist. Für die langreichweitigen Fluktuationen sind Änderungen der Bandlücke des Quantentrogmaterials verantwortlich. Dies ist durch die geänderte Absorption des anregenden Lasers sowie durch die großen Fluktuationen der PL-Energie auf dieser Längenskala belegt. Bei der Photolumineszenz unter einer externen Spannung von $U_a = 2\text{ V}$ zeigt der gemessene Photostrom deutliche Korrelationen mit der Intensität der Photolumineszenz. Dies ist ein weiterer

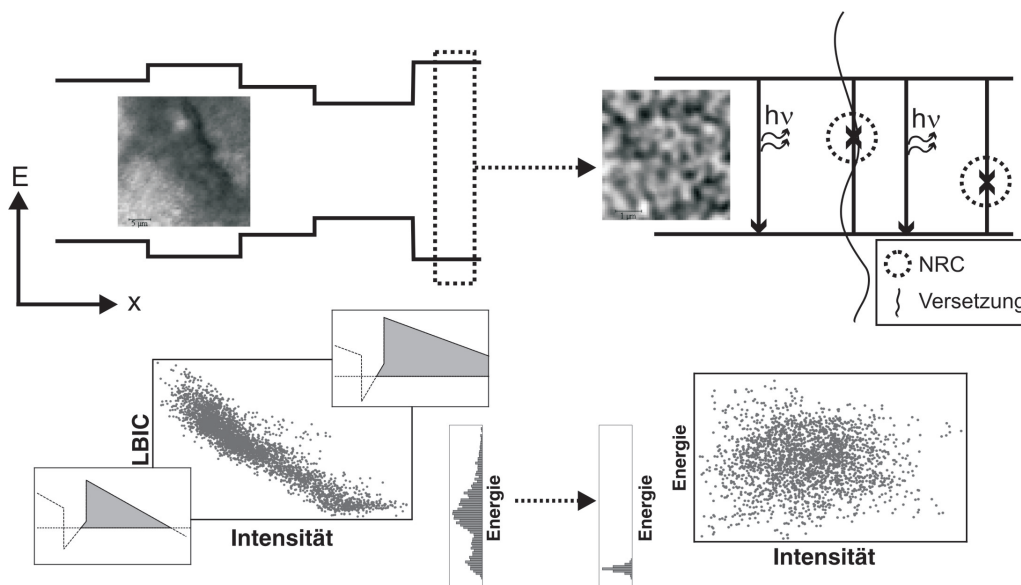


Abbildung III.25.: Nach den Ergebnissen dieses Kapitels entwickeltes Modell der Ursachen für die Fluktuationen auf unterschiedlichen Längenskalen.

Hinweis darauf, dass sich die Tunnelbarriere für die im Quantentrog erzeugten Ladungsträger ändert.

Auf der sub- μm Längenskala fluktuiert die Intensität ähnlich stark wie auf der großen Längenskala, allerdings ist hierbei die Energie der PL sowie der Photostrom deutlich homogener. Die Zusammensetzung des Quantentrogs ändert sich also auf dieser Längenskala nicht. Eine Umverteilung der Ladungsträger durch Diffusionsprozesse konnte auf dieser Längenskala ebenfalls ausgeschlossen werden. Die Intensitätsfluktuationen werden auf eine lokal variierende nichtstrahlende Rekombination zurückgeführt. Als nichtstrahlende Rekombinationszentren kommen möglicherweise Versetzungen in Frage.

3. Vergleich mit Ergebnissen anderer Gruppen

Sehr viele Veröffentlichungen behandeln räumlichen Fluktuationen der Lumineszenzeigenschaften von InGaN/GaN Quantentrogstrukturen. Hier sollen ausgewählte Beispiele kurz vorgestellt werden, und deren Ergebnisse in Zusammenhang mit den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen diskutiert werden.

In [Onushkin09] wird über Intensitätsfluktuationen der Elektrolumineszenz (EL) bei hohen Strömen über mehrere 10 μm berichtet. Diese sind allerdings bei der Photolumineszenz ohne externe Spannung oder bei der EL bei Strömen unter 20 mA nicht zu beobachten. Die Intensitätsfluktuationen korrelieren mit Hügeln von mehr als 10 nm Höhe auf der Oberfläche. Die Autoren führen die beobachteten Fluktuationen auf eine inhomogene Feldverteilung durch eine Fluktuation der Mg-Akzeptoren im p-dotierten GaN zurück.

Da die Fluktuationen, die in dieser Arbeit gezeigt wurden, sowohl in der PL ohne externe Felder als auch in der EL (siehe Kapitel V) zu sehen sind, kann diese Ursache ausgeschlossen werden.

Ortsaufgelöste Transmissionsmessungen an dicken InGaN-Schichten von [Han06] zeigen, dass der Indium-Gehalt der Schicht räumlich variiert. Die Längenskala dieser Fluktuationen steigt mit steigendem In-Gehalt in der Schicht an, und liegt zwischen 300 nm und 2 μm . Fluktuationen dieser Art könnten mit dem hier verwendeten konfokalen Mikroskop aufgelöst werden, und würden sich in deutlichen Fluktuationen der PL-Energie auf der sub- μm -Längenskala zeigen. Wie oben schon gezeigt, kann dieser Effekt für die hier gezeigte Probe ebenfalls ausgeschlossen werden.

[Sonderegger06] und [van derLaak07] identifizieren Streifen auf der Oberfläche von Quantentrogstrukturen, die durch Dickenfluktuationen des Quantentrogs auf einer Längenskala von etwa 100 nm bis 500 nm verursacht werden. Innerhalb dieser Streifen ist der Quantentrog dicker und hat einen höheren Indium-Gehalt. Durch diese Gräben entstehen Potentialfluktuationen, die einen Ladungsträgertransport zwischen den Bereichen unterbinden. Da die meisten Versetzungen in diesen Proben zwischen den Streifen enden, kann somit eine nichtstrahlende Rekombination an Defekten effektiv unterbunden werden. In [Sonderegger06] wird mit einer ähnlich hohen Ortsauflösung wie in dieser Arbeit eine Energiefluktuation auf der sub- μm Längenskala von 100 meV gemessen. Da die Energie der hier untersuchten Proben auf dieser Längenskala deutlich homogener ist, kann eine ähnliche Grabenbildung ebenfalls ausgeschlossen werden.

Ein anderer Effekt, der die Ladungsträger durch Potentialbarrieren an der nicht-

strahlenden Rekombination an Versetzungen hindert, wird durch die Dekoration von Versetzungslinien mit V-förmigen Vertiefungen erzielt [Hangleiter05]. An den Seitenflächen dieser V-Defekte ist der Quantentrog dünner, was zu einem höheren Potential führt. Optisch machen sich diese Vertiefungen durch einen zusätzlichen Emissionspeak bei höheren Energien bemerkbar. Ein ähnliches Verhalten konnte in den hier untersuchten Proben nicht festgestellt werden.

Zeitaufgelöste Messungen und Messungen mit einem optischen Nahfeldmikroskop von Kaneta et al. zeigen Fluktuationen der Intensität auf einer Längenskala von wenigen 100 nm, die klar mit der Energie korrelieren [Kaneta02, Kaneta03]. Die Autoren zeigen, dass Ladungsträger in lokale Potentialminima diffundieren. Sowohl die Fluktuation der Energie als auch die Umverteilung von Ladungsträgern durch Diffusion konnten auf dieser Längenskala für die hier untersuchte Probe ausgeschlossen werden.

Von Indium-Fluktuationen auf deutlich kleineren Längenskalen von unter 100 nm wird in [Kawakami03] berichtet. Messungen der PL mit einem Nahfeldmikroskop zeigen, dass innerhalb der Auflösungsgrenze von etwa 30 nm noch eine signifikante Verbreiterung der Spektren durch Potentialfluktuationen zu beobachten ist. Die Intensität zeigt Insel-ähnliche Strukturen im Bereich der Auflösungsgrenze, die die Autoren auf die Lokalisierung von Ladungsträgern in Indium-reichen Gebieten zurückführen.

Eine neuere Publikation von der Universität Kyoto behandelt die Korrelation der Intensitätsfluktuationen mit Versetzungen [Kaneta08]. Für violett emittierende Quantentröge werden die Bereiche mit niedriger Intensität direkt mit den Positionen der Versetzungen korreliert. Für blau emittierende Quantentröge ist keine Korrelation mit Versetzungen zu erkennen, hier wird die nichtstrahlende Rekombination an nanoskopischen Punktdefekten als Hauptursache für die Intensitätsfluktuationen identifiziert. Die Diffusionslänge der Ladungsträger wird mit weniger als 100 nm angegeben, und ist damit zu kurz, um Ladungsträger zu Versetzungskernen zu transportieren. Die PL-Spektren an den dunklen Stellen zeigen eine Doppel-Peak-Struktur, die dadurch erklärt wird, dass das Potential um Punktdefekte höher ist, so dass auch hier der Transport zu den nichtstrahlenden Rekombinationszentren erschwert wird. An der Universität Regensburg konnte von Julia Danhof [Danhof09] durch den Vergleich der Oberflächenmorphologie mit den Lumineszenzeigenschaften einer grün emittierenden Quantentrogstruktur gezeigt werden, dass hier ebenfalls keine Korrelation zwischen den Intensitätsfluktuationen und den Positionen der Versetzungen hergestellt werden kann. Für blau emittierende Quantentrogstrukturen mit niedri-

ger Defektdichte konnte in Diplomarbeiten von Matthias Eder und Julia Danhof in [Eder08, Danhof09] der Effekt einzelner Versetzungen aufgelöst werden. Diese zeigen sich deutlich als dunkle Punkte in der Quantentrogemission, und führten somit zur Vermutung, dass die in dieser Arbeit gezeigten Intensitätsfluktuationen auf der sub- μm Längenskala durch die nichtstrahlende Rekombination an Versetzungen hervorgerufen werden könnten.

In [Chichibu98a] wird von einer Lokalisierung der Ladungsträgern durch Potentialfluktuationen auf unterschiedlichen Längenskalen berichtet. Die Ursache der Potentialfluktuationen können Dickenfluktuationen um einige Monolagen oder Indiumfluktuationen von wenigen Prozent sein. Zusätzlich werden Fluktuationen unterhalb der Ortsauflösung der verwendeten Kathodolumineszenz von 60 nm vermutet. Hierbei können sich im Quantentrog Quantenpunkt-artige Strukturen ausbilden. Diese Fluktuationen werden von einer zusätzlichen Fluktuation auf einer Längenskala von etwa 300 nm überlagert.

Letztere kann für die in dieser Arbeit untersuchte Probe ausgeschlossen werden, da die zugehörigen Energiefluktuationen zu messen wären. Die kurzreichweitigen Fluktuationen können mit dem hier verwendeten konfokalen Mikroskop nicht aufgelöst werden.

Eine neuere Publikation des Autors [Chichibu06] beschreibt die Lokalisierung von Löchern im Quantentrog auf einer atomaren Skala. Das Material im Quantentrog erscheint somit auf einer für optische Experimente zugänglichen Längenskala homogen, auf atomarer Skala sind die Indium-Atome jedoch nicht gleichmäßig verteilt. Dieses Bild wird von theoretischen Berechnungen von [Ganchenkova08] unterstützt. Hier wird gezeigt, dass durch die Wechselwirkung zwischen benachbarten Metall-Atomen verschiedene Nahordnungen bei der Verteilung der In-Atome in einem GaN Kristallgitter möglich sind.

Diese Effekte finden auf einer atomaren Längenskala statt, die für die hier gezeigten optischen Experimente nicht zugänglich ist. Bei einer Ortsauflösung von einigen 100 nm wird über diese Fluktuationen gemittelt, so dass der Quantentrog homogen erscheint. Aussagen über die Existenz oder gar die Art dieser Struktur sind also nicht möglich.

IV. Anregungsdichteabhängige Photolumineszenz-Spektroskopie

Durch Photolumineszenz-Messungen unter externen elektrischen Feldern konnte gezeigt werden, dass sowohl die Rekombination von Ladungsträgern im Quantentrog als auch der Verlust von Ladungsträgern durch Tunnelprozesse eine wichtige Rolle spielen. Die Rekombination der Ladungsträger kann strahlend oder nichtstrahlend erfolgen. Um diese Prozesse zu trennen, reichen einfache PL-Messungen nicht aus. Über die Variation der Anregungsdichte kann die Effizienz des strahlenden Übergangs bestimmt werden, und somit können die einzelnen Pfade der erzeugten Ladungsträger nachvollzogen werden.

Die Ladungsträgerdichte-abhängige orts aufgelöste Effizienz bestätigt darüber hinaus die unterschiedlichen Mechanismen, die zu den im vorherigen Kapitel beschriebenen Fluktuationen auf unterschiedlichen Längenskalen führen.

Teile der in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurden bereits in [Vierheilig10a] veröffentlicht.

1. Makroskopische Effekte

1.1. Anregungsdichteabhängige Effizienz

Die Effizienz von auf GaN basierenden optoelektronischen Bauelementen hängt sehr stark von der Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone ab. In diesem Kapitel werden die Auswirkungen der Anregungsdichte bei Photolumineszenz-Messungen auf die spektrale Position des PL-Signals, die Intensität und die Effizienz beschrieben. Der simultan gemessene Photostrom liefert die Möglichkeit, die Verluste der Ladungsträger aus der aktiven Zone direkt zu messen.

Abbildung IV.1 zeigt die über einen Scanbereich von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ gemittelten und jeweils normierten Photolumineszenzspektren, die mit Anregungsdichten zwischen 3 W/mm^2 und 5.7 kW/mm^2 gemessen wurden. Die Messungen wurden bei einer externen Spannung von $U_a = 2 \text{ V}$ vorgenommen, um die maximale Photolumineszenz-Intensität zu erhalten. Das Signal bei der niedrigsten Anregungsdichte ist so schwach, dass auch das gemittelte Spektrum noch starkes Rauschen aufweist. Da sich durch das Rauschen große Fehler ergeben, wird diese geringe Anregungsdichte in den folgenden Betrachtungen der Effizienz nicht mehr beachtet.

Die Spektren zeigen für steigende Anregungsdichten eine zunehmende Verschiebung zu höheren Übergangsenergien. Diese Blauverschiebung lässt sich durch eine teilweise Abschirmung der internen Felder durch die vom Laser erzeugten Ladungsträger erklären. Dies führt zu einer Verringerung des Quantum Confined Stark Effekts (siehe Kapitel I.3.1).

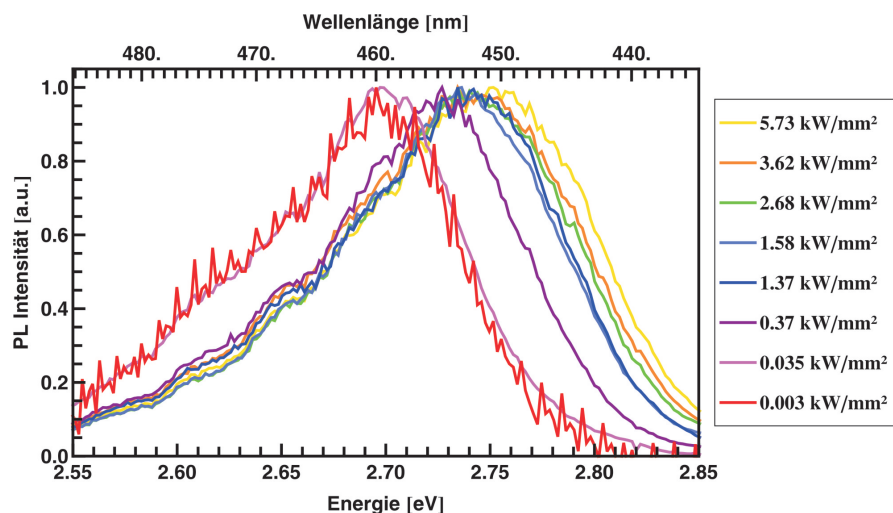


Abbildung IV.1.: Über einen Scanbereich von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ gemittelte und jeweils normierte PL-Spektren unter variabler Anregungsdichte.

Bei den Spektren, die bei den beiden niedrigsten Anregungsdichten aufgenommen wurden, kann noch keine Blauverschiebung detektiert werden, da hier die Ladungsträgerdichte so gering ist, dass noch keine Abschirmungseffekte gemessen werden können. Für höhere Anregungsdichten verschiebt sich die Peak-Position der Spektren von etwa 460 nm bis etwa 450 nm. Dies entspricht einer Energieverschiebung von etwa 60 meV.

Um diese Energieverschiebung theoretisch zu beschreiben, wird auf die Simulation eines InGaN-Quantentrops im Kapitel III.1 zurückgegriffen. Um den berechneten Quantentrog auf die hier gemessene Probenstelle anzupassen, wurde der Indium-Gehalt auf 17.5 % erhöht. Damit ergibt sich bei einer Quantentrogbreite von 3 nm und für die externe Spannung $U_a = 2$ V eine Wellenlänge des optischen Übergangs von 460 nm (siehe Abbildung IV.2 a)).

Mit den berechneten Wellenfunktionen für Elektronen und Löcher $\Psi_{e/h}(z)$ kann die Ladungsverteilung im Quantentrog $\rho(z)$ bestimmt werden:

$$\rho(z) = nq_e (|\Psi_h(z)|^2 - |\Psi_e(z)|^2). \quad (\text{IV.1})$$

Hier steht q_e für die Elementarladung und n für die Anzahl der Elektronen bzw. Löcher im Quantentrog. Da die Photolumineszenz unter resonanter Anregung beschrieben werden soll, also die Ladungsträger selektiv im Quantentrog erzeugt werden, ist die Anzahl der Elektronen und Löcher gleich groß. Durch die räumliche Trennung der negativen Ladungen der Elektronen und der positiven Ladungen der Löcher entsteht ein elektrisches Feld, dessen Potential V_p durch die Poisson-Gleichung berechnet werden kann [Kalliakos03]:

$$\frac{d^2 V_p(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (\text{IV.2})$$

Dieses Potential wird nun dem Verlauf der Bandkante des Quantentrops überlagert, und in der sich daraus ergebenden Potentiallandschaft erneut die Wellenfunktionen der Ladungsträger berechnet. Die daraus resultierende Ladungsträgerverteilung ergibt ein modifiziertes Potential V_p , das erneut dem Potential des Quantentrops überlagert wird. Nach mehreren Selbstkonsistenzschritten ergibt sich eine stabile Lösung für die Wellenfunktionen und die Poisson-Gleichung, so dass für eine bestimmte Ladungsträgerdichte ein korrigiertes Potential der Quantentröge und die modifizierten Energien und Wellenfunktionen berechnet werden können.

Abbildung IV.2 b) zeigt den Quantentrog bei einer Flächenladungsträgerdichte von $5 \cdot 10^{10} \text{ mm}^{-2}$. Die Wellenlänge des optischen Übergangs liegt hier bei 450 nm, entspricht also der im Experiment beobachteten Verschiebung um 10 nm im Vergleich

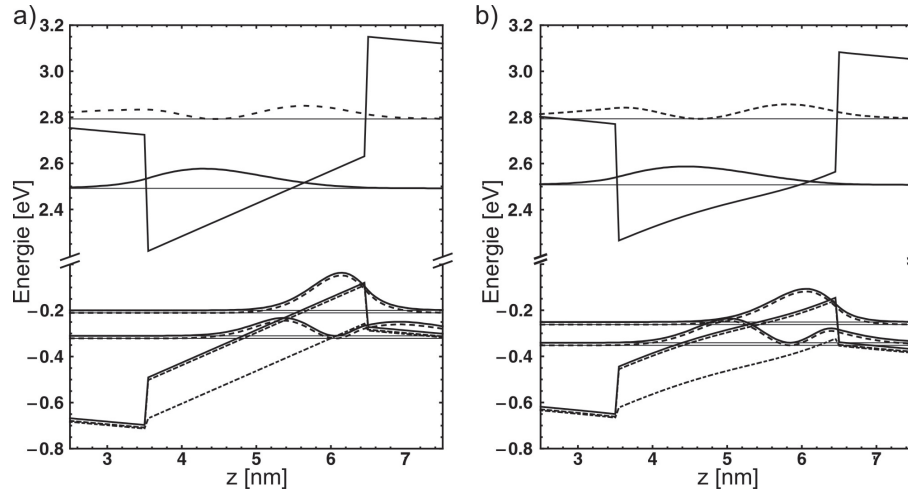


Abbildung IV.2.: Durch die Ladungsträger im Quantentrog werden die internen elektrischen Felder teilweise abgeschirmt. a) Quantentrog ohne Ladungsträger, b) Quantentrog mit Ladungsträgern ($5 \cdot 10^{10} \text{ mm}^{-2}$).

zum Fall ohne ladungsträgerinduzierte Abschirmung der internen Felder. Die Simulation ergibt, dass trotz der relativ hohen Ladungsträgerdichte, die internen Felder nur zum Teil abgeschirmt sind. Die Blauverschiebung der gemessenen Spektren in Abbildung IV.1 zeigt auch, dass bei den erreichten Anregungsdichten noch keine Sättigung der Abschirmungseffekte eintritt.

Ein weiterer Effekt, der zu einer Blauverschiebung der Spektren bei höheren Anregungsdichten führen kann, ist der sogenannte „band-filling“-Effekt [Chichibu96]: Durch Fluktuationen im Quantentrog entstehen niederenergetische Zustände, die eine geringe Zustandsdichte aufweisen. Steigt die Ladungsträgerdichte im Quantentrog an, so werden diese Zustände aufgefüllt, und die mittlere Übergangsenergie des Quantentrogs nimmt zu. Einen Hinweis darauf, dass dieser Effekt bei den verwendeten Anregungsdichten eine Rolle spielt, liefern die PL-Spektren in Abbildung IV.1. Mit zunehmender Anregungsdichte ist die Änderung der hochenergetischen Flanke der Spektren größer als die der langwelligen Flanke, die Halbwertsbreite der Spektren nimmt zu.

Um die beiden Effekte quantitativ zu trennen, werden die gemittelten Spektren mit einem Gauß-Peak und drei Phononenreplika im Abstand von jeweils 91 meV gefittet (siehe Kapitel II.2). Durch diesen Fit können die beiden Flanken der Hauptemission und deren Verschiebung mit der Anregungsdichte getrennt werden. Als Referenz wird hier die energetische Position des Spektrums bei der halben Maximalintensität verwendet. Die Verschiebung der niederenergetischen Flanke ist durch die Abschirmung der elektrischen Felder im Quantentrog verursacht und beträgt hier 52 meV.

Auf der hochenergetischen Seite addieren sich die beiden Effekte auf, so dass die Verschiebung 67 meV beträgt. Der Hauptanteil der spektralen Verschiebung ist also auf die Abschirmung der internen Felder zurückzuführen, allerdings kann auch der „band-filling“-Effekt nicht vernachlässigt werden.

Die Intensität des Photolumineszenz-Signals in Abhängigkeit der Anregungsdichte ist in Abbildung IV.3 a) gezeigt. In der doppelt-logarithmischen Auftragung ist deutlich zu sehen, dass die Intensität nicht linear mit der Anregungsdichte zunimmt, sondern für hohe Anregungsdichten immer mehr abflacht. Für eine externe Spannung von $U_a = 0$ V zeigt der Intensitätsverlauf prinzipiell ähnliches Verhalten, allerdings ist für diese Messung die Intensitätskurve zu höheren Anregungsdichten verschoben, da durch die schon starken Verluste von Ladungsträgern in den Photostrom die Ladungsträgerdichte im Quantentrog deutlich geringer ist.

Normiert man die PL-Intensität auf die Anregungsdichte, so erhält man eine erste Abschätzung der Effizienz des strahlenden Übergangs. Die so berechnete Effizienz ist in Abbildung IV.3 b) gezeigt. Bei niedrigen Anregungsdichten steigt die Effizienz mit steigender Anregungsdichte zunächst an. Bei höherer Ladungsträgerdichte nimmt die Effizienz dann wieder ab. Dieses Verhalten ist typisch für InGaN Quantentrogstrukturen, und wird in der Literatur ausführlich behandelt.

Der Verlauf der Intensität mit der Anregungsdichte N kann durch ein einfaches Ratengleichungsmodell beschrieben werden (siehe zum Beispiel [Schubert07] oder [Schwarz09]). Der zeitliche Verlauf der Ladungsträgerdichte, die mit der Generationsrate G erzeugt werden, kann wie folgt berechnet werden:

$$\frac{dN}{dt} = -AN - BN^2 - CN^3 + G. \quad (\text{IV.3})$$

Da die in dieser Arbeit gezeigten Messungen im stationären Fall vorgenommen wur-

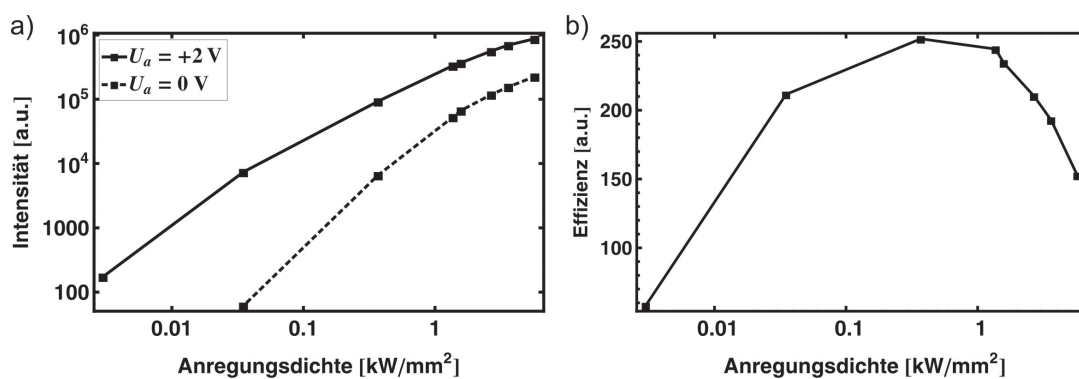


Abbildung IV.3.: a) Intensität und b) Effizienz der Photolumineszenz in Abhängigkeit der Anregungsdichte.

den, gilt

$$\frac{dN}{dt} = 0.$$

In diesem Modell ist die nichtstrahlende Shockley-Read-Hall Rekombination enthalten, die proportional zu N ist und durch den Parameter $A = 1/\tau_{nr}$ mit der nichtstrahlenden Lebensdauer τ_{nr} beschrieben wird. Die strahlende Rekombination beschreibt der Term BN^2 . Über die physikalische Ursache des dritten Terms CN^3 existieren in der Literatur die verschiedensten Theorien, die im weiteren Verlauf dieses Kapitels vorgestellt werden.

Die verschiedenen Rekombinationsmechanismen führen zu einer von der Ladungsträgerdichte abhängigen Lebensdauer der Ladungsträger im Quantentrog:

$$\tau^{-1} = A + BN + CN^2 = \tau_{nr}^{-1} + \tau_r^{-1} + \tau_C^{-1}. \quad (\text{IV.4})$$

Die interne Quanteneffizienz (IQE) wird definiert als der Anteil der Ladungsträger im Quantentrog, der strahlend rekombiniert:

$$IQE = \frac{BN^2}{N\tau^{-1}} = \frac{\tau_r^{-1}}{\tau_{nr}^{-1} + \tau_r^{-1} + \tau_C^{-1}} = \frac{BN}{A + BN + CN^2}. \quad (\text{IV.5})$$

Die geringe Effizienz bei geringen Anregungsdichten ist durch eine dominierende nichtstrahlende Rekombination bestimmt. Mit steigender Anregungsdichte gewinnt die strahlende Rekombination an Bedeutung, so dass die Effizienz ansteigt [Gardner07, Schubert07, Peter09, Laubsch09]. In [Schubert07] ist zudem gezeigt, dass der Effizienzanstieg stark von der Versetzungsdichte der untersuchten Strukturen abhängig ist, da die Kristallversetzungen die nichtstrahlende Rekombination verstärken.

Steigt die Ladungsträgerdichte im Quantentrog weiter an, so dominiert der Verlustmechanismus, der durch den CN^3 -Term beschrieben wird, und die Effizienz nimmt wieder ab. Dieser Effekt wird mit dem Begriff „efficiency droop“ beschrieben. Der Bereich hoher Ladungsträgerdichten ist jedoch für viele Anwendungen von Leuchtdioden beispielsweise im Bereich von Automobilscheinwerfern oder der Allgemeinbeleuchtung besonders interessant, weil hier hohe Ausgangsleistungen benötigt werden [Gardner07]. Bei diesen Anwendungen hat man also mit der geringeren Effizienz des strahlenden Übergangs zu kämpfen. Im Folgenden sollen nun die verschiedenen Theorien vorgestellt werden, die in der Literatur als Ursache für den Effizienzeinbruch diskutiert werden.

[Rozhansky07] und [Kim07b] vertreten die These, dass bei hohen Strömen die Injektion der Ladungsträger in den Quantentrog abnimmt. [Kim07b] belegt dies dadurch, dass der Einbruch der Effizienz nur bei der Elektrolumineszenz gemessen wird, während bei der resonant angeregten Photolumineszenz die Effizienz sättigt. Als Ursache für die abnehmende Injektionseffizienz werden die Polarisationsladungen an den Grenzflächen genannt, die die Bandstruktur der Diode so verändern, dass die Ladungsträger nicht mehr in die Quantentröge injiziert werden, sondern in den angrenzenden Barrieren rekombinieren. Messungen von [Iso07] an einer Diode auf der nonpolaren m-Ebene, die keine Polarisationsladungen aufweist, zeigen jedoch ebenfalls eine abnehmende Effizienz bei hohen Stromdichten, so dass die Polarisationsladungen als Ursache ausgeschlossen werden.

Bei den in dieser Arbeit und den in [Laubsch09] gezeigten Messungen der resonant angeregten Photolumineszenz ist jedoch ein deutlicher Einbruch der Effizienz bei hohen Anregungsdichten zu sehen. Da hier die Ladungsträger selektiv im Quantentrog erzeugt werden, findet keine Injektion von Ladungsträgern aus den umgebenden Schichten statt, was darauf hindeutet, dass der Effizienzeinbruch durch einen Quantentrog-internen Verlustmechanismus verursacht wird.

Temperaturabhängige Elektrolumineszenz-Messungen von [Laubsch09] zeigen, dass der Effizienzeinbruch bei allen Temperaturen existiert, und die Steigung unabhängig von der Temperatur ist, so dass thermisch aktivierte Verlustprozesse als Ursache für den „droop“ ausgeschlossen werden können. Proben mit unterschiedlicher Versetzungsdichte zeigen ebenfalls ein ähnliches Verhalten der Effizienz bei hohen Ladungsträgerdichten [Schubert07]. Bei niedrigen Ladungsträgerdichten zeigt sich, wie oben beschrieben, eine starke Abhängigkeit der Effizienz, so dass die maximale Effizienz bei hohen Versetzungsdichten niedriger ist. Bei hohen Strömen ist die Steigung der Effizienz unabhängig von der Versetzungsdichte. [Schubert07] führt den Effizienzeinbruch auf zunehmende Leckströme zurück.

Wie in Gleichung IV.3 gezeigt, lässt sich der Einbruch der Effizienz bei hohen Ladungsträgerdichten durch einen Verlustprozess beschreiben, der proportional zur dritten Potenz der Ladungsträgerdichte ist. Der diesem Effekt in Gleichung IV.3 zugeordnete Koeffizient C ist nach [Shen07] unabhängig vom In-Gehalt im Quantentrog, der Quantentrogdicke, der Versetzungsdichte und der Dotierung. Dies deutet darauf hin, dass der Effekt, der für den „droop“ verantwortlich ist, ein Auger-Effekt ist. Hier wird die bei der Rekombination eines Elektron-Loch-Paares freiwerdende Energie nichtstrahlend auf einen dritten Ladungsträger übertragen.

Generell nimmt die Wahrscheinlichkeit für einen Auger-Effekt mit zunehmender

Bandlücke ab. Da solche Materialien wie GaN auch eine kleinere dielektrische Konstante aufweisen, nimmt die am Auger-Effekt beteiligte Coulomb-Wechselwirkung zu, so dass die Bedeutung des Auger-Effekts nicht sofort deutlich wird [Hader08]. Mikroskopische Vielteilchen-Rechnungen von [Hader08] und [Pasenow09] ergaben, dass der direkte Auger-Effekt nicht für den beobachteten Effizienz-Einbruch verantwortlich sein kann. Die Autoren schlagen Auger-Prozesse vor, an denen Defekte oder zusätzliche Phononen beteiligt sind. Dadurch kann die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Auger-Verlusten deutlich vergrößert werden, so dass die experimentellen Daten damit beschrieben werden können.

Eine neuere Publikation [Delaney09] hält den direkten Auger-Effekt ohne Beteiligung von Phononen auch für eine mögliche Ursache des „droop“. Die Autoren beziehen höhere Bänder in die Berechnungen mit ein. Somit ist eine Anregung des am Auger-Effekt beteiligten Elektrons in höhere Bänder möglich, was die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess deutlich erhöht. Die Berechnungen beziehen sich allerdings nur auf Volumenkristalle der binären Nitrid-Verbindungen GaN, InN und AlN. Eine Extrapolation auf die ternäre Legierung InGaN ist nur für geringe In-Konzentrationen möglich, so dass dieses Modell nicht direkt auf optoelektronische Bauelemente angewandt werden kann.

Die physikalische Ursache des „droop“ ist also weiterhin unklar. Die hier gezeigten Messungen der resonant angeregten Photolumineszenz deuten darauf hin, dass nichtstrahlende Verluste im Quantentrog dafür verantwortlich sind. Die meisten Publikationen gehen in diesem Fall von einem Auger- oder zumindest Auger-ähnlichem Effekt aus. Da der Auger-Koeffizient von Materialparametern bestimmt wird, kann dieser Verlustprozess jedoch nicht einfach umgangen werden. Ein möglicher Lösungsansatz ist die Verringerung der Ladungsträger im Quantentrog durch die Vergrößerung des aktiven Volumens. Dies geschieht beispielsweise durch die Verwendung von Mehrfach-Quantentrog-Strukturen [Peter09] oder durch sehr große Schichtdicken [Gardner07] (hier spricht man dann jedoch nicht mehr von Quantentrögen, sondern von Doppel-Heterostrukturen).

Von [Schwarz09] und [Grzanka09] wird der Einfluss der stimulierten Emission von Licht diskutiert. Bereits bei niedrigen Ladungsträgerdichten, wie sie in LEDs auftreten, kann die stimulierte Emission einsetzen. Wie in [Grzanka09] gezeigt, tritt dieser Effekt jedoch nur auf, wenn das emittierte Licht in einem Laserresonator in die Struktur zurückgekoppelt wird. Durch die kürzere Zeitkonstante der stimulierten Emission kann der Einfluss eines nichtstrahlenden Auger-Verlustes unterdrückt werden. Dieser Effekt spielt jedoch bei Oberflächenemittern keine Rolle, wie Mes-

sungen der Effizienz der Lichtemission entlang und senkrecht zur Resonantorachse einer InGaN/GaN-Laserstruktur zeigen.

1.2. Trennung von Verlust- und Rekombinationsmechanismen

Bei den bisher betrachteten Bestimmungen der Effizienz wurde die Intensität der Lumineszenz auf die Anregungsdichte bzw. auf die Stromdichte normiert. Hierbei ist nicht berücksichtigt, wieviel Ladungsträger tatsächlich in den Quantentrog injiziert bzw. dort erzeugt werden. Für die hier gezeigten Photolumineszenz-Messungen kann die Absorption des Lasers durch den Photostrom bei einer externen Spannung in Rückwärtsrichtung direkt gemessen werden. Unter der Annahme, dass sich die Absorption nicht mit der angelegten Spannung ändert, ist der Photostrom in Rückwärtsrichtung gleich der Rate der erzeugten Ladungsträger bei einer externen Spannung von $U_a = +2$ V. Inwiefern diese Annahme gerechtfertigt ist, wird am Ende dieses Abschnitts diskutiert. Abbildung IV.4 zeigt die Zunahme der PL-Intensität bei $U_a = 2$ V und des Photostroms bei $U_a = -8$ V in Abhängigkeit der Anregungsdichte.

Mit dieser Erkenntnis kann die Effizienz nun in Abhängigkeit von der Rate der im Quantentrog erzeugten Ladungsträger bestimmt werden. Die so bestimmte Effizienz zeigt die gepunktete Linie in Abbildung IV.5. Das Maximum der Effizienz wurde auf 70 % normiert. Dies entspricht in etwa der maximalen Effizienz, die in [Peter09] für eine blaue LED-Struktur bei Raumtemperatur bestimmt wurde.

Allerdings kann auch bei resonant angeregter Photolumineszenz der Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog durch Tunneln oder thermionische Emission

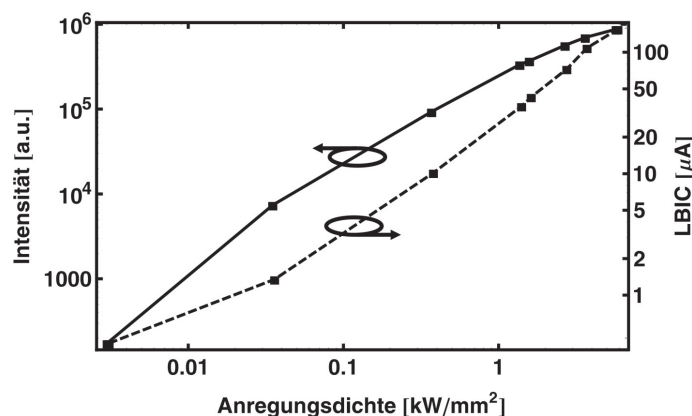


Abbildung IV.4.: Die Intensität der Photolumineszenz bei $U_a = 2$ V und der Photostrom bei $U_a = -8$ V in Abhängigkeit der Anregungsdichte.

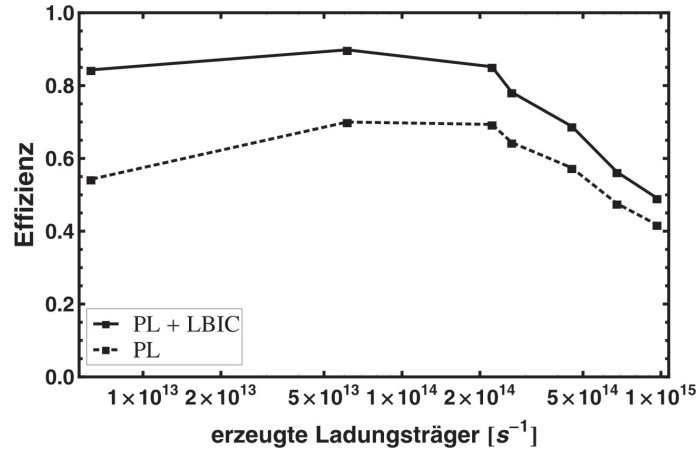


Abbildung IV.5.: Die gemessene Effizienz (gepunktete Linie, „PL“) wird ohne Korrektur der Ladungsträgerverluste durch den Photostrom (LBIC) zu gering eingeschätzt. Werden die Verluste mit eingerechnet (durchgezogene Linie, „PL + LBIC“) ergibt sich direkt die Effizienz der strahlenden Rekombination.

nicht vernachlässigt werden [Schubert09, Song09]. Für die im Quantentrog erzeugten Ladungsträger sind also drei verschiedene Rekombinations- bzw. Verlustpfade möglich: strahlende Rekombination, nichtstrahlende Rekombination und der Verlust aus dem Quantentrog. Die Ladungsträger, die aus dem Quantentrog entkommen, können direkt mittels des Photostroms gemessen werden.

Somit kann die Rate der rekombinierenden Ladungsträger aus der Differenz der gemessenen Photoströme bei $U_a = -8$ V und $U_a = +2$ V bestimmt werden. Wird die gemessene Intensität nun auf die Raten der tatsächlich im Quantentrog rekombinierenden Ladungsträger normiert, so ergibt sich eine deutlich höhere Effizienz des strahlenden Übergangs, wie die durchgezogene Linie in Abbildung IV.5 zeigt. Die Normierung beider Kurven ist gleich, um den Vergleich zu erleichtern. Vor allem bei niedrigen Anregungsdichten zeigt sich eine deutlich höhere Effizienz des strahlenden Übergangs. In diesem Bereich steigt die Effizienz auch nur schwach an, und zeigt nicht mehr den deutlichen Anstieg, den rein optische Messungen vermuten lassen.

Mit der durch die Photostrom-Verluste korrigierten Effizienz (IQE) und den gemessenen Photoströmen ($LBIC[U_a]$) können die Anteile der Ladungsträger bestimmt werden, die strahlend ($\eta_r(N)$) oder nichtstrahlend ($\eta_{nr}(N)$) rekombinieren, oder aus dem Quantentrog entkommen ($\eta_{LBIC}(N)$):

$$\begin{aligned}
 \eta_{LBIC}(N) &= \frac{LBIC[+2V](N)}{LBIC[-8V](N)\Delta\alpha} \\
 \eta_r(N) &= (1 - \eta_{LBIC}(N)) \cdot IQE \\
 \eta_{nr}(N) &= (1 - \eta_{LBIC}(N)) \cdot (1 - IQE)
 \end{aligned} \tag{IV.6}$$

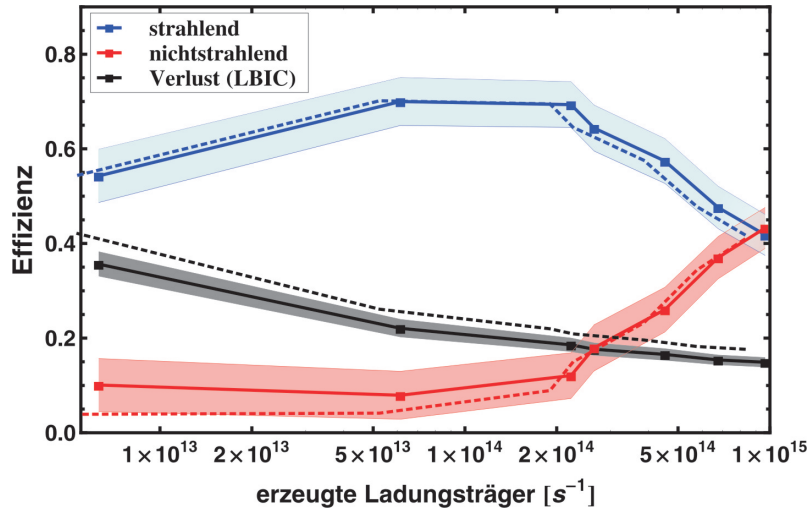


Abbildung IV.6.: Rekombinations- (strahlend, blau; nichtstrahlend, rot) und Verlusteffizienzen (LBIC, schwarz) der Ladungsträger im Quantentrog. Die farbigen Bereiche um die Mittelwerte zeigen die Standardabweichung der LBIC-Werte, die zur Berechnung der einzelnen Pfade verwendet wurden. Die gestrichelten Linien zeigen die Ergebnisse, die mit einer um 15 % reduzierten Absorption ($\Delta\alpha = 0.85$) bestimmt wurden.

Hierbei steht der Faktor $\Delta\alpha$ für die Änderung der Absorption zwischen $U_a = -8$ V und $U_a = +2$ V, die bisher nicht betrachtet wurde ($\Delta\alpha=1$). Aus Gründen der Ladungsträgererhaltung muss die Summe der drei einzelnen Pfade $\eta_r(N) + \eta_{nr}(N) + \eta_{LBIC}(N) = 1$ sein.

Die so bestimmten Effizienzen der einzelnen Pfade sind in Abbildung IV.6 gezeigt. Die Mittelwerte über die Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ sind durch die durchgezogenen Linien dargestellt. Die Messdaten, die in diese Bestimmung eingehen, sind die Photoströme bei $U_a = -8, +2$ V. Um die Ungenauigkeiten dieser Messungen abzuschätzen, wurden die Standardabweichungen der Werte mit eingerechnet. Dies ist durch die farbig hinterlegten Bereiche um die Mittelwerte dargestellt.

Eine weitere Fehlerquelle verbirgt sich in der Bestimmung der erzeugten Ladungsträger bei $U_a = 2$ V. Bisher wurde angenommen, dass die Absorption unabhängig von der elektrischen Feldstärke im Quantentrog ist [Sari09]. Ein Vergleich mit der Literatur zeigt jedoch, dass diese Annahme nur bedingt aufrecht erhalten werden kann.

Messungen der Photolumineszenz in Abhängigkeit der Anregungswellenlänge (PLE, engl. photoluminescence excitation) zeigen, dass sich die Absorption bei einem größeren energetischen Abstand von der Absorptionskante nur noch geringfügig mit der Energie ändert [Chichibu98b, Bayram08]. Da die hier gezeigten Messungen bei einer Anregungswellenlänge von 380 nm aufgenommen wurden, spielt die energeti-

sche Verschiebung der Übergangsenergie der Grundzustände nur eine geringe Rolle. Theoretische Berechnungen der Absorption in einer realen Quantentrogstruktur von [Sabathil07] zeigen nur sehr kleine Änderungen der Absorption in Abhängigkeit der externen Spannung.

Experimentelle Bestimmungen des Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit der Wellenlänge zeigen, dass die Änderung der Feldstärke im Quantentrog zwar einen starken Effekt auf die Absorptionskante hat, bei kürzeren Wellenlängen sind aber nur geringe Änderungen des Absorptionskoeffizienten zu beobachten [Kneissl02, Sari07, Sari08].

Genaue Werte der Absorptionsänderung sind in der Literatur jedoch schwer zu finden. Eine Abschätzung der Daten in den oben erwähnten Publikationen ergibt eine Änderung der Absorption von etwa 10 %. Um eine obere Grenze der Auswirkungen dieser Änderung abzuschätzen, wurde für die Bestimmung der Effizienzen der einzelnen Rekombinations- bzw. Verlustprozesse (Gleichungen IV.6) eine Änderung der Absorption zwischen $U_a = -8$ V und $U_a = +2$ V von 15 % angenommen ($\Delta\alpha = 0.85$). Die Ergebnisse dieser Bestimmung sind durch die gestrichelten Linien in Abbildung IV.6 dargestellt. Der größte Unterschied zwischen den beiden Kurven liegt darin, dass durch die verringerte Absorption die Rate der erzeugten Ladungsträger geringer ist, die beiden Kurven also parallel zur x-Achse verschoben sind. Die weiteren Abweichungen von den ursprünglich bestimmten Werten ohne Absorptionsänderung liegen im Bereich der Messungenauigkeit. Für die weitere Diskussion der Ergebnisse kann dieser Effekt also vernachlässigt werden.

Die erfolgte Trennung der einzelnen Rekombinations- und Verlustprozesse zeigt, dass der Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog im Bereich der hier verwendeten Anregungsdichten nicht zu vernachlässigen ist. Gerade bei sehr niedrigen Anregungsdichten ist der Anteil der Ladungsträger, die aus dem Quantentrog entkommen, und somit nicht mehr zu Rekombinationsprozessen beitragen können, sehr groß. Wird dieser Effekt bei der Bestimmung der Effizienz der strahlenden Rekombination nicht mit berücksichtigt, ergeben sich in diesem Bereich der Anregungsdichte deutlich zu geringe Werte.

Bei nicht kontaktierten Proben können die Ladungsträger, die aus dem Quantentrog entkommen, nicht abfließen, und sammeln sich an den Grenzflächen der Struktur [Song09]. Dadurch entsteht ein elektrisches Feld, das dem Verlust der Ladungsträger entgegenwirkt. Dieses Feld ist proportional zur Anregungsdichte. Eine steigende Anregungsdichte führt also zu einem höheren Feld, das ähnliche Auswirkungen auf den Quantentrog hat, wie eine extern angelegte Spannung in Vorwärtsrichtung. Dadurch

wird der Verlust von Ladungsträgern verringert, und die durch die Photolumineszenz bestimmte Effizienz steigt an. Dieser Effekt ist jedoch nicht auf einen tatsächlichen Anstieg der strahlenden Effizienz zurückzuführen, sondern nur auf eine effektiv höhere Ladungsträgerdichte im Quantentrog, und scheint somit ein Artefakt der Messung zu sein.

Entgegen vieler Publikationen (z.B. [Gardner07, Schubert07, Peter09, Laubsch09]) spielt die Abnahme der nichtstrahlenden Rekombination von der niedrigsten Anregungsdichte bis hin zum Effizienz-Maximum hier eine untergeordnete Rolle. In diesem Bereich ist der Verlust der Ladungsträger aus dem Quantentrog der dominierende Mechanismus. Die hier bestimmten Werte für den Anteil der nichtstrahlend rekombinierenden Ladungsträger sind sehr gering, und mit einem relativ großen Fehler behaftet. Für niedrige Anregungsdichten kann also nur die Aussage getroffen werden, dass die nichtstrahlende Rekombination eine untergeordnete Rolle spielt. Wie groß der Anteil genau ist, kann nicht bestimmt werden.

Mit steigender Anregungsdichte nimmt der Anteil der aus dem Quantentrog entkommenden Ladungsträger immer mehr ab, bis dieser Verlustmechanismus schließlich bei den höchsten hier gezeigten Anregungsdichten nur noch eine untergeordnete Rolle spielt. Die Abnahme der Effizienz bei hohen Anregungsdichten ist also nicht auf den Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog zurückzuführen, sondern auf interne nichtstrahlende Rekombinationsprozesse. Diese Prozesse spielen bei der höchsten Anregungsdichte eine ebenso große Rolle wie die strahlenden Rekombinationsprozesse, und können durch eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte der Form CN^3 beschrieben werden. Diese Daten sind konsistent mit der Annahme, dass der Auger-Effekt, oder zumindest Auger-ähnliche Effekte, für den Einbruch der Effizienz bei hohen Ladungsträgerdichten verantwortlich sind.

2. Ortsaufgelöste Messungen

Das eben beschriebene prinzipielle Verhalten der Diode unter variablen Anregungsdichten ist sowohl makroskopisch, als auch lokal zu beobachten.

Wie in Kapitel III gezeigt wurde, fluktuieren die optischen Eigenschaften des InGaN/GaN Quantentrogs auf zwei unterschiedlichen Längenskalen. Im Folgenden werden die Unterschiede der anregungsdichteabhängigen Effizienz auf diesen Längenskalen gezeigt.

In diesem und dem folgenden Kapitel werden die gemessenen Spektren mit einer Summe aus zwei Gauß-Funktionen gefittet. Dadurch ergibt sich auf der langwelligen

Flanke eine etwas schlechtere Übereinstimmung mit den Messdaten als bei der Methode, die in Kapitel II.2 beschrieben wurde. Die Intensität und spektrale Position der Hauptemission wird jedoch sehr gut wiedergegeben. Der Effekt der Phononenreplika wird im Nebenpeak zusammengefasst.

2.1. Langreichweitige Fluktuationen

Um die Unterschiede der Effizienzen für einzelne großflächige Bereiche zu bestimmen, wurden PL-Scans über eine Fläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ aufgenommen. Die zur Verfügung stehenden Anregungsdichten liegen zwischen 0.035 kW/mm^2 und 5.73 kW/mm^2 . Diese Messungen wurden an der selben Probe aufgenommen, wie die in Kapitel III gezeigten, jedoch an einer anderen Probenstelle. Die Abhängigkeiten der optischen Daten und des Photostroms von der extern angelegten Spannung U_a gelten unverändert. Die hier gezeigten Daten wurden unter einer externen Spannung von $U_a = +2 \text{ V}$ aufgenommen, da hier die PL-Intensität am größten ist, und somit noch Messungen bei geringen Anregungsdichten möglich sind. Um die Absorption des Lasers zu bestimmen, wurde der Photostrom zusätzlich bei $U_a = -8 \text{ V}$ gemessen. Abbildung IV.7 zeigt die Intensität, die Energie und die Halbwertsbreite der PL-Spektren sowie den Photostrom.

Die beobachteten langreichweitigen Fluktuationen bleiben über den gesamten Bereich der untersuchten Anregungsdichte im Prinzip unverändert bestehen. Die Halbwertsbreite der Spektren zeigt keine mit den restlichen Daten vergleichbare Struktur. Die Korrelationen zwischen den optischen Daten und dem Photostrom, die schon in Kapitel III.2.2 beschrieben wurden, bleiben ebenfalls unverändert, wie Abbildung IV.8 zeigt: Regionen mit hoher Intensität emittieren bei geringerer Energie und der Photostrom ist geringer.

Mit steigender Anregungsdichte nehmen die Absolutwerte von Intensität und Photostrom zu, und die Energie der PL-Spektren nimmt ebenfalls zu. Dies ist auf eine teilweise Abschirmung der internen elektrischen Felder sowie eine zunehmende Auffüllung von niederenergetischen Zuständen zurückzuführen, wie sie im Abschnitt IV.1 beschrieben wurde.

In Kapitel III.2.2 wurden diese langreichweitigen Fluktuationen auf Änderungen des Quantentrops zurückgeführt. Durch die unterschiedliche Zusammensetzung des Quantentrops in den hellen und dunklen Bereichen sind auch die Auswirkungen der internen elektrischen Felder unterschiedlich, und somit auch der Effekt der Abschirmung dieser Felder. Bereiche mit hoher Intensität und niedriger Übergangsenergie

haben eine höhere Ladungsträgerdichte und höhere interne Felder, die bei niedrigen Anregungsdichten zu einer geringen Übergangsenergie führen. Bei steigender Anre-

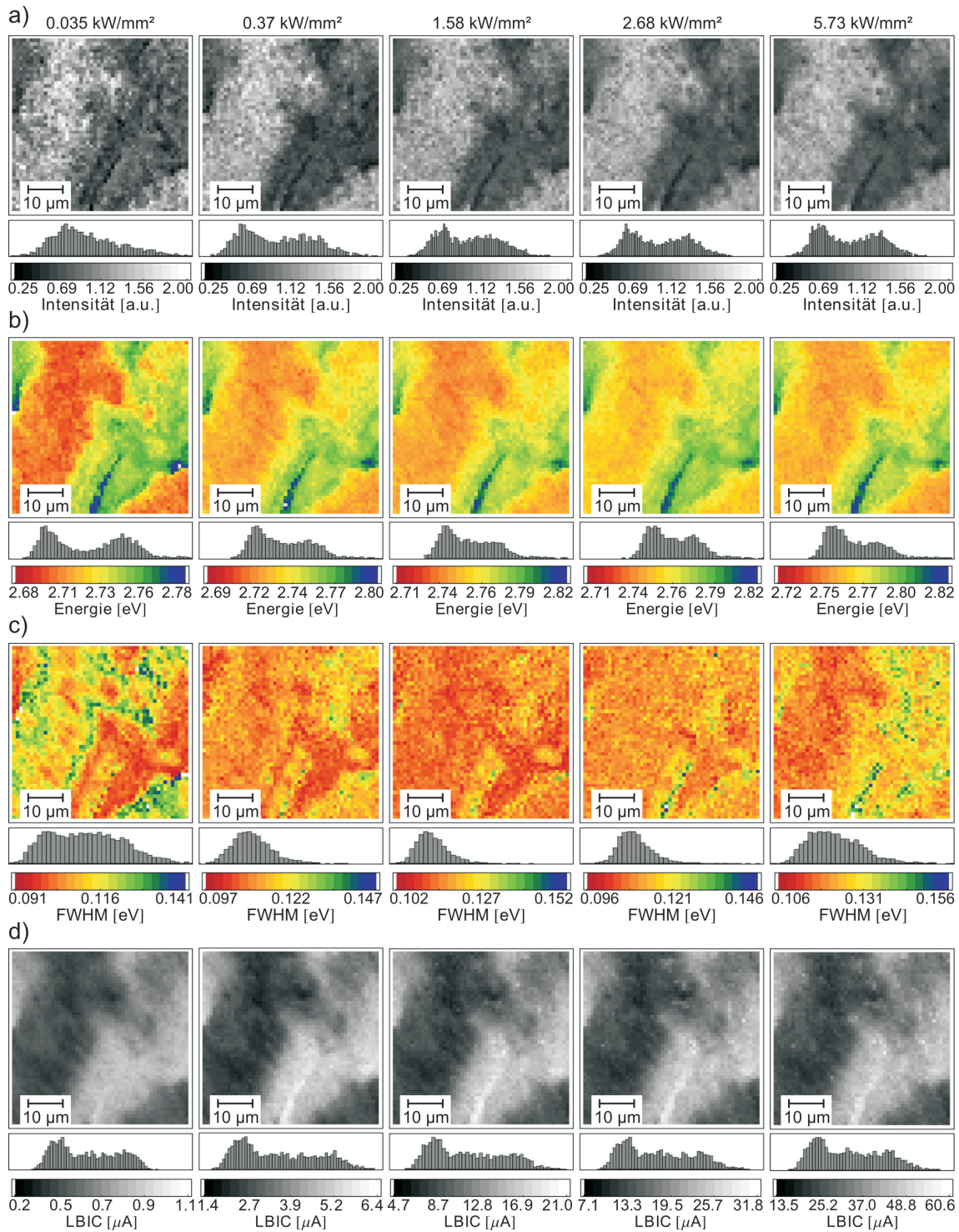


Abbildung IV.7.: a) Intensität, b) Energie, c) Halbwertsbreite (FWHM) und d) Photostrom (LBIC) in Abhängigkeit der Anregungsdichte über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ bei $U_a = 2 \text{ V}$.

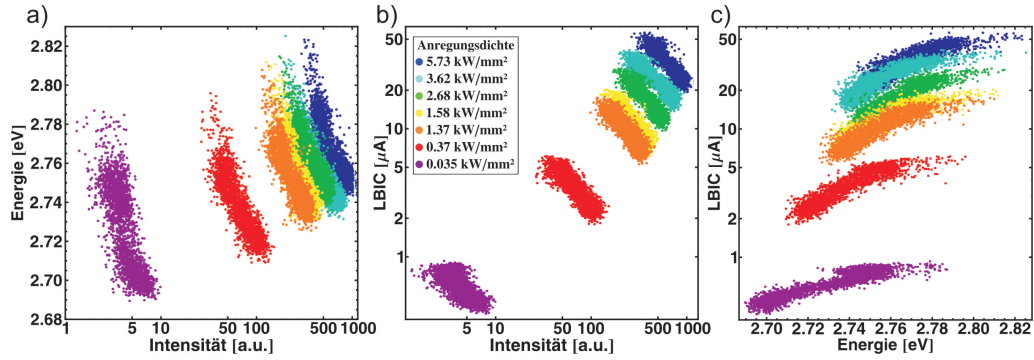


Abbildung IV.8.: Korrelationen zwischen a) Intensität und Energie, b) Intensität und Photostrom und c) Energie und Photostrom über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ in Abhängigkeit der Anregungsdichte.

gungsdichte ist der Effekt der Abschirmung der internen Felder in diesen Bereichen größer als in den Bereichen mit geringer Intensität, und damit auch die Blauverschiebung der PL-Spektren größer. Dies führt dazu, dass der energetische Unterschied zwischen den Bereichen mit steigender Anregungsdichte abnimmt, was auch die schmaler werdende Verteilung der Energiewerte (Abbildungen IV.7 und IV.8) zeigt. Die Histogramme der Energiewerte in Abbildung IV.7 b) zeigen, dass hier die beiden Bereiche eine unterschiedliche Energieverschiebung mit der Anregungsdichte erfahren, und dadurch näher zusammenrücken.

Durch die unterschiedliche energetische Verschiebung mit der Anregungsdichte ändert sich auch die Barriere für den Tunneleffekt und die thermionische Emission der Ladungsträger unterschiedlich stark. Dies reduziert den Unterschied in den gemessenen Photoströmen für die beiden Bereiche, und führt damit ebenfalls zu einem geringeren Kontrast in der Intensitätsverteilung.

Diese Unterschiede in der Ladungsträgerdichte-Abhängigkeit unterstützen die Annahme, dass die Fluktuationen auf dieser Längenskala durch Änderungen des Quantentrops hervorgerufen werden.

Eine genauere Betrachtung der Unterschiede zwischen den einzelnen Bereichen erlaubt die Bestimmung der Effizienz in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte im Quantentrog. Für einen Überblick über das großflächige Verhalten der Probe wird jeder Punkt der Scanfläche einem bestimmten Intensitätsintervall zugeordnet. Als Referenz dienen hierbei die Daten bei einer Anregungsdichte von 0.37 kW/mm^2 , da die Effizienz des strahlenden Übergangs hier maximal ist, wie die nachfolgende Argumentation zeigt. Für jedes dieser Intensitätsintervalle wird die Effizienz in Abhängigkeit der Rate der dort erzeugten Ladungsträger bestimmt (Abbildung IV.9 a), graue

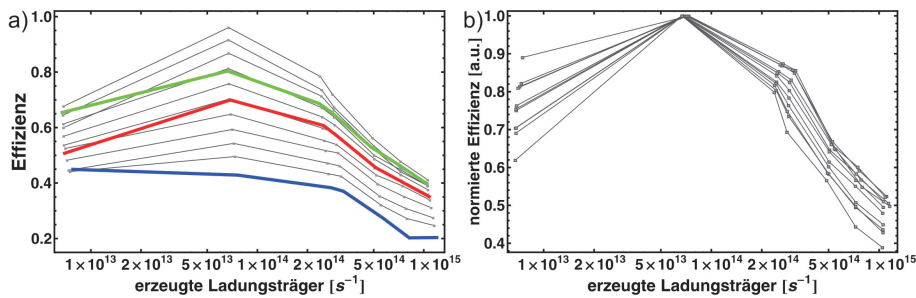


Abbildung IV.9.: a) Ladungsträgerdichteabhängige Effizienz der Photolumineszenz: graue Linien repräsentieren bestimmte Intensitätsintervalle, die farbigen Linien entsprechen den in Abbildung IV.10 a) markierten Bereichen. b) Effizienzkurven auf das jeweilige Maximum normiert.

Linien). Für die Bestimmung der Effizienz wurden nur die tatsächlich rekombinierenden Ladungsträger berücksichtigt, und die aus dem Quantentrog entkommenen Ladungsträger (LBIC) bereits herausgerechnet. Diese Kurven unterscheiden sich zum einen in der Steigung des Effizienzanstiegs für niedrige Ladungsträgerdichten bis hin zur maximalen Effizienz. Dies deutet auf ein unterschiedliches Wechselspiel zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination von Ladungsträgern im Quantentrog hin. Der Abfall der Effizienz für höhere Anregungsdichten erfolgt ebenfalls mit unterschiedlichen Steigungen. Dieses Verhalten wird noch deutlicher, wenn die einzelnen Effizienzkurven auf das jeweilige Maximum normiert sind, wie Abbildung IV.9 b) zeigt. Hier fächern die Kurven auf beiden Seiten des Maximums auf. Die einzelnen Intensitätsbereiche auf dieser Längenskala unterscheiden sich also in allen drei Rekombinationsprozessen, die in der Bestimmung der Effizienz gemäß Gleichung IV.5 berücksichtigt werden. Diese sind die nichtstrahlende Shockley-Read-Hall Rekombination (Koeffizient A), die strahlende Rekombination (B) und der Auger-

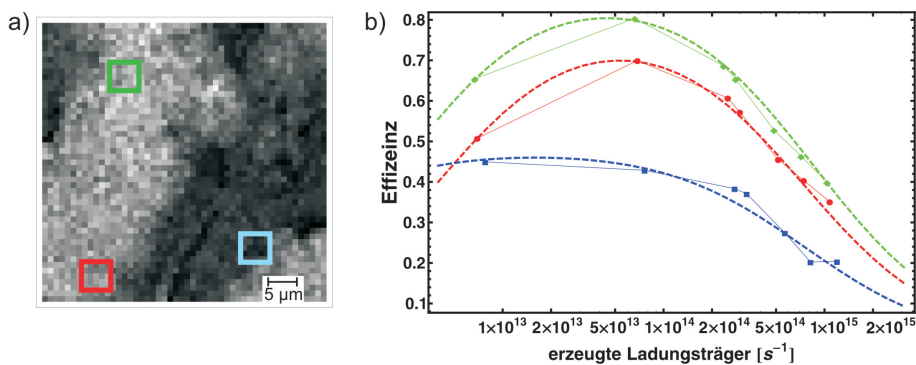


Abbildung IV.10.: Fit der Effizienz für drei kleine Bereiche des $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ -Scans. Die Kurven in Teil b) repräsentieren die Daten der in Teil a) farblich markierten Bereiche. Die gestrichelten Linien sind die Ergebnisse des Fits nach Gleichung IV.5.

Parameter	grün	rot	blau
A [a.u.]	$1.0 \cdot 10^7$	$1.0 \cdot 10^7$	$2.5 \cdot 10^6$
B [a.u.]	$4.2 \cdot 10^{-6}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$7.5 \cdot 10^{-6}$
C [a.u.]	$5.0 \cdot 10^{-21}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$	$1.0 \cdot 10^{-20}$

Tabelle IV.1.: Fitparameter für die Effizienz der in Abbildung IV.10 a) markierten Bereiche in willkürlichen Einheiten [a.u.].

Effekt (C).

Um diese Vermutung zu bestätigen, wird die Abhängigkeit der Effizienz von der Ladungsträgerdichte für ausgewählte Bereiche der Größe $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ mit dem theoretischen Modell von Gleichung IV.5 verglichen. Durch die Mittelung über den größeren Bereich wird der Effekt der sub- μm Struktur eliminiert. Die Bereiche sind in Abbildung IV.10 a) farbig markiert, und die Effizienzen zusätzlich in Abbildung IV.9 a) mit eingezeichnet. Diese Kurven werden nun gemäß Gleichung IV.5 gefittet. Die Ergebnisse dieses Fits mit den in Tabelle IV.1 angegebenen Parametern zeigen die gestrichelten Linien in Abbildung IV.10 b).

Die Kurven der beiden helleren Bereiche (rot und grün) unterscheiden sich nur wenig in allen drei Parametern. Der Koeffizient der nichtstrahlenden Rekombination ist sogar identisch. Im Vergleich zu den helleren Bereichen ergeben sich für den dunklen Bereich (blau) deutliche Unterschiede um bis zu eine Größenordnung in allen drei Parametern. Diese Unterschiede in allen Rekombinationsprozessen der Ladungsträger im Quantentrog zusammen mit den unterschiedlichen Größen der Absorption und der Verlustmechanismen von Ladungsträgern aus der aktiven Zone zeigen, dass auf dieser Längenskala der Quantentrog fluktuiert. Ob dies nun eine Fluktuation des Indium-Gehalts oder der Dicke des Quantentrogs ist, kann – wie im vorherigen Kapitel schon erwähnt – nicht abschließend geklärt werden.

2.2. Fluktuationen auf einer sub- μm Längenskala

Die Fluktuationen der elektrischen und optischen Daten unter einer externen Spannung von $U_a = +2 \text{ V}$ auf der sub- μm Längenskala sind in Abbildung IV.11 in Abhängigkeit der Anregungsdichte gezeigt. Auch hier wurde durch eine zusätzliche Messung bei $U_a = -8 \text{ V}$ orts aufgelöst die Absorption des anregenden Lasers gemessen.

Die prinzipielle Verteilung der Fluktuationen von Intensität, Energie und Halbwerts-

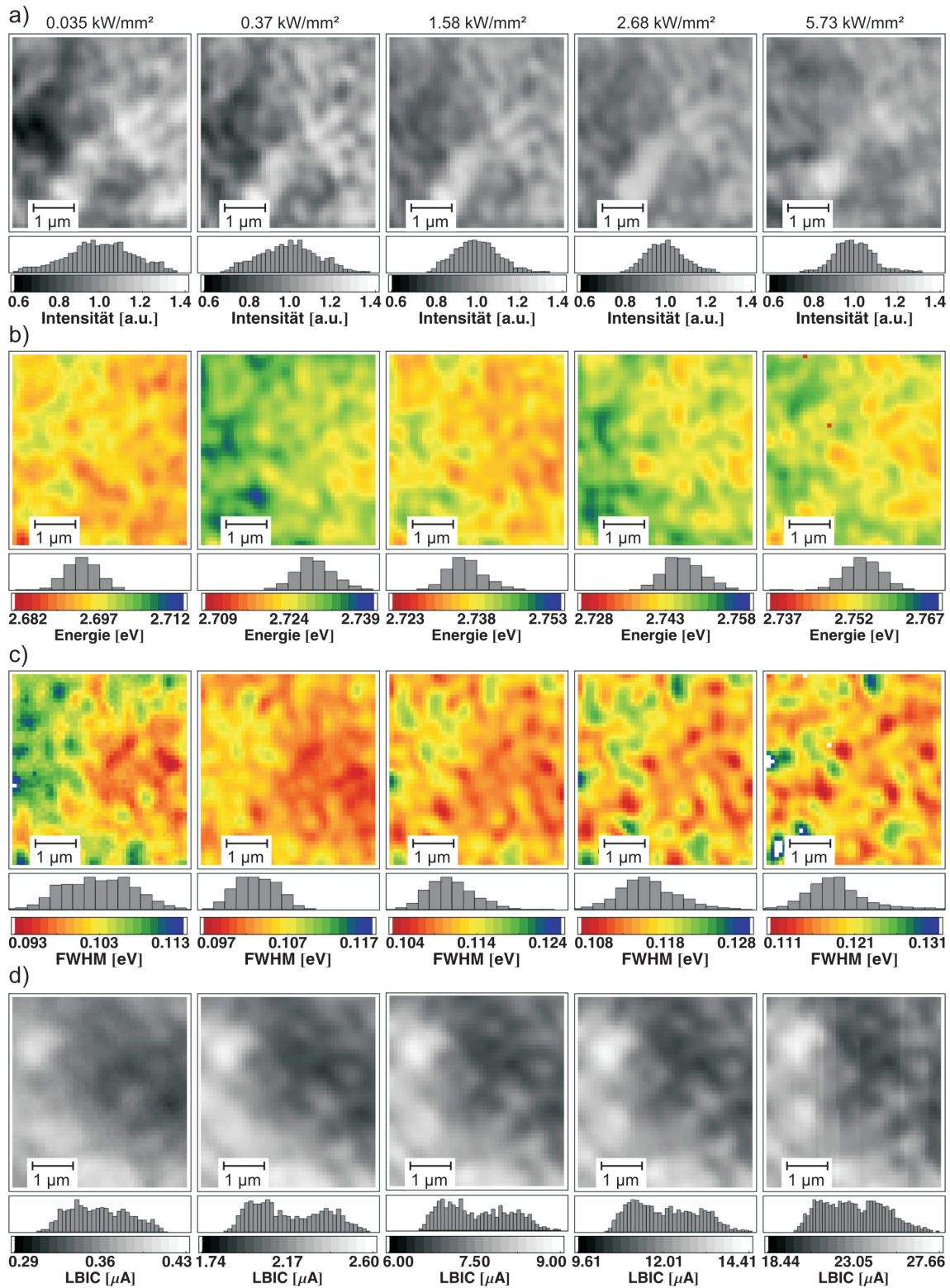


Abbildung IV.11.: a) Intensität, b) Energie, c) Halbwertsbreite (FWHM) und d) Photostrom (LBIC) in Abhängigkeit der Anregungsdichte über eine Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$

breite sowie des Photostroms ändert sich mit der Anregungsdichte nicht. Der Kontrast der Intensitätsfluktuationen nimmt mit steigender Anregungsdichte jedoch ab.

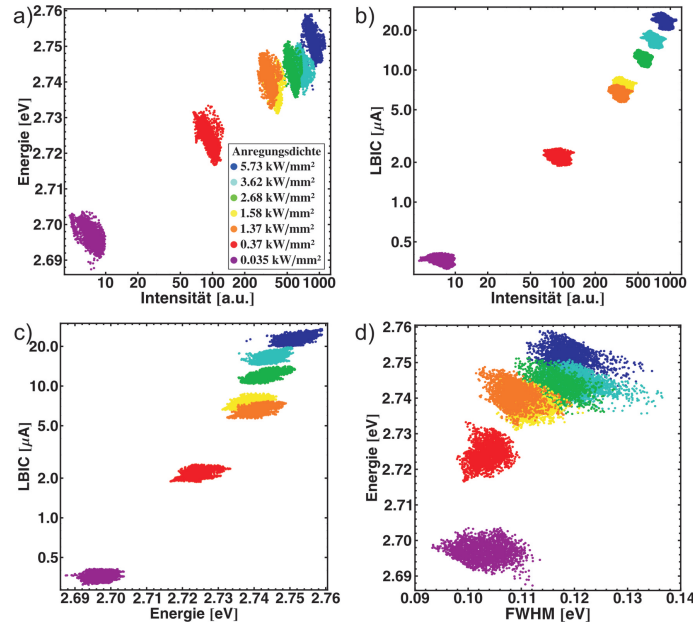


Abbildung IV.12.: Korrelationen zwischen a) Intensität und Energie, b) Intensität und Photostrom, c) Energie und Photostrom und d) Halbwertsbreite und Energie über eine Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ in Abhängigkeit der Anregungsdichte.

Wie auch bei den langreichweitigen Fluktuationen steigt die Übergangsenergie im Mittel aufgrund der teilweisen Abschirmung der internen Felder mit der Ladungsträgerdichte an. Der Kontrast der beobachteten Fluktuationen von Energie und Halbwertsbreite ändert sich nicht mit der Anregungsdichte, die Spektren werden aber insgesamt breiter.

Die Fluktuationen des Photostroms erwecken bei $U_a = +2$ V den Anschein, bei niedrigen Anregungsdichten schwächer ausgeprägt zu sein als bei hohen Anregungsdichten. Dieser Effekt ist allerdings bei anderen externen Spannungen nicht zu beobachten und wird somit auf die Messungenauigkeit zurückgeführt, da die Absolutwerte der Schwankungen hier sehr klein sind.

Wie schon im vorherigen Kapitel III.2.3 gezeigt, sind auch hier keine Korrelationen der Intensitätsfluktuationen mit der Energie und der Halbwertsbreite erkennbar. Der Photostrom zeigt auf den ersten Blick einige Bereiche, die möglicherweise mit der Intensität korrelieren. So zeigt zum Beispiel der dunkle Bereich am linken Bildrand einen etwas erhöhten Photostrom. Dies ist auf die überlagernde langreichweitige Fluktuation zurückzuführen. Die feine Struktur auf einer Längenskala unter $1 \mu\text{m}$, die in der Intensität deutlich zu sehen ist, korreliert aber nicht mit der Fluktuation des Photostroms.

Abbildung IV.12 zeigt nochmals deutlich, dass keine Korrelationen zwischen den

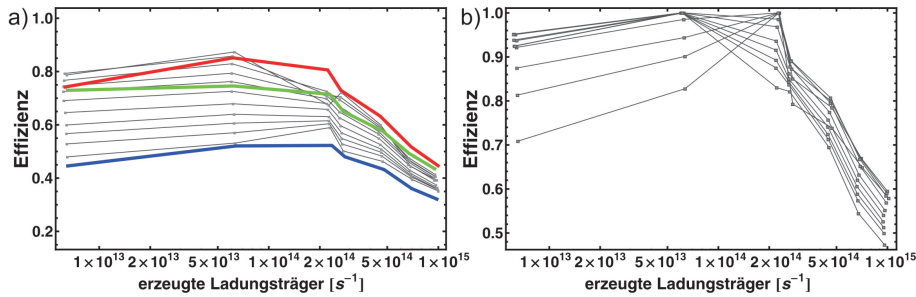


Abbildung IV.13.: a) Ladungsträgerdichteabhängige Effizienz der Photolumineszenz: graue Linien repräsentieren bestimmte Intensitätsintervalle, die farbigen Linien entsprechen den in Abbildung IV.14 a) markierten Bereichen. b) Effizienzkurven auf das jeweilige Maximum normiert.

Messdaten auf dieser Längenskala zu sehen sind. Dies bleibt über den gesamten Bereich der verwendeten Anregungsdichten unverändert. Die absoluten Werte der Intensität und des Photostroms nehmen zu und die Energie zeigt eine deutliche Blauverschiebung mit der Anregungsdichte. Abbildung IV.12 d) verdeutlicht nochmals die zunehmende Verbreiterung der PL-Spektren bei hoher Anregungsdichte. Da diese Verbreiterung erst bei hohen Anregungsdichten auftritt, kann dies ein Hinweis darauf sein, dass hier zusätzlich zur Abschirmung der internen Felder noch der „band-filling“-Effekt eine Rolle spielt.

Um die Unterschiede in der Anregungsdichte-abhängigen Effizienz auf dieser Längenskala zu bestimmen, wird – ähnlich wie bei den langreichweitigen Fluktuationen – der Scanbereich in bestimmte Intensitätsintervalle aufgeteilt, und für diese Bereiche die Effizienzen bestimmt. Die so gewonnenen Kurven sind durch die grauen Linien in Abbildung IV.13 a) dargestellt. Für geringe Anregungsdichten zeigen die unterschiedlichen Intensitätsbereiche verschiedene Steigungen, während der Inten-

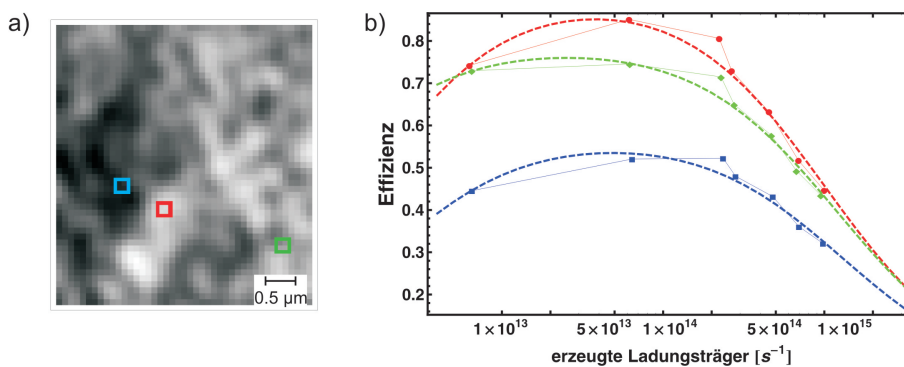


Abbildung IV.14.: Fit der Effizienz für drei kleine Bereiche des $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ -Scans. Die Kurven in Teil b) repräsentieren die Daten der in Teil a) farbig markierten Bereiche. Die gestrichelten Linien sind die Ergebnisse des Fits nach Gleichung IV.5

Parameter	grün	rot	blau
A [a.u.]	$2.2 \cdot 10^6$	$5.0 \cdot 10^6$	$8.3 \cdot 10^6$
B [a.u.]	$4.2 \cdot 10^{-6}$	$3.5 \cdot 10^{-6}$	$4.5 \cdot 10^{-6}$
C [a.u.]	$3.5 \cdot 10^{-21}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$

Tabelle IV.2.: Fitparameter für die Effizienz der in Abbildung IV.14 a) markierten Bereiche in willkürlichen Einheiten [a.u.].

sitätsabfall für hohe Anregungsdichten nahezu parallel verläuft. Dieses Verhalten wird nochmals deutlich, wenn die Kurven jeweils auf ihr Effizienzmaximum normiert werden, wie Abbildung IV.13 b) zeigt.

Im Kapitel III.2.3 wurde als Ursache für die Fluktuationen der PL-Intensität auf dieser Längenskala ein unterschiedliches Wechselspiel zwischen strahlender und nicht-strahlender Rekombination angenommen, was durch die Unterschiede der Effizienzkurven unterstützt wird. Um genauere Aussagen zu treffen, wird der Effizienzverlauf für drei ausgewählte Bereiche ($0.2 \times 0.2 \mu\text{m}^2$) nach Gleichung IV.5 gefittet. Zum Vergleich sind die gemessenen Daten der in Abbildung IV.14 a) markierten Bereiche in Abbildung IV.13 a) mit eingezeichnet. Die Ergebnisse des Fits zeigen die gestrichelten Linien in Abbildung IV.14 b). Die dafür verwendeten Parameter sind in Tabelle IV.2 aufgelistet.

Der Fit zeigt, dass sich die hellen und dunklen Bereiche nur durch die Koeffizienten der nichtstrahlenden Rekombination A und der strahlenden Rekombination B unterscheiden. Die Unterschiede sind jedoch deutlich kleiner als die der langreichweitigen Fluktuationen (siehe Tabelle IV.1). Der Parameter der Auger- oder Auger-ähnlichen Prozesse C ist hingegen für alle Bereiche auf dieser Längenskala unverändert. Diese Ergebnisse unterstützen die Aussage von Kapitel III.2.3, dass auf dieser Längenskala der Quantentrog konstant bleibt, und die Intensitätsfluktuation nur durch lokal variierende nichtstrahlende Rekombination verursacht wird.

Die beobachtete Abnahme des Intensitätskontrasts bei hohen Anregungsdichten wird auch durch die Fit-Kurven wiedergegeben. In diesem Bereich der Anregungsdichte wird zwar die Effizienz der Struktur durch den Auger-Prozess dominiert, da dieser jedoch nicht fluktuiert, kann die Kontrast-Abnahme nicht dadurch verursacht werden.

Eine Ursache hierfür ist einerseits das Abflachen der Kurven bei sehr hohen Anregungsdichten, und andererseits auch durch das Wechselspiel zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination. Dieses Wechselspiel ist dafür verantwortlich,

dass das Maximum der Effizienz für dunkle Bereiche bei höheren Anregungsdichten liegt. Durch die erhöhte nichtstrahlende Rekombination an diesen Stellen wird die gesamte Lebensdauer der Ladungsträger verringert. Bei gleicher Anregung ist also die resultierende Ladungsträgerdichte im Quantentrog geringer. Die Effizienzkurve wird dadurch zu höheren Anregungsdichten verschoben, was zu einer zusätzlichen Abnahme des Intensitätskontrasts bei hohen Anregungsdichten führt.

3. Schlussfolgerungen

Die Messungen der Photolumineszenz in Abhängigkeit der Anregungsdichte haben gezeigt, dass die Effizienz der untersuchten Struktur zuerst mit der Anregungsdichte ansteigt, und danach wieder abfällt. Bei niedrigen Ladungsträgerdichten spielt der Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog eine große Rolle, wie Messungen des Photostroms gezeigt haben. Die Abnahme der Effizienz bei hohen Anregungsdichten ist nicht auf einen Verlustprozess zurückzuführen, sondern auf einen nichtstrahlenden Rekombinationsprozess von Ladungsträgern im Quantentrog. Dieser Prozess wird aufgrund seiner Abhängigkeit von der dritten Potenz der Ladungsträgerdichte als Auger-Prozess, oder zumindest Auger-ähnlicher Prozess identifiziert.

Ortsaufgelöste Bestimmungen der Effizienz und ein Vergleich mit dem Ratengleichungs-Modell zeigen, dass die Fluktuationen der Photolumineszenz auf einer Längenskala von mehreren μm durch Veränderungen in allen drei Rekombinationsme-

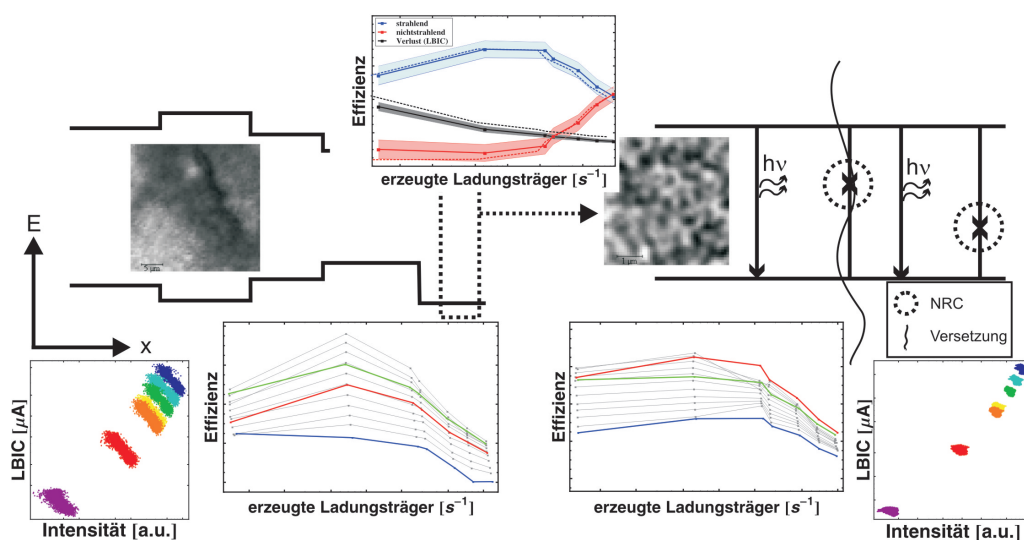


Abbildung IV.15.: Die Ergebnisse dieses Kapitels stützen das in Kapitel III entwickelte Modell.

chanismen verursacht werden. Dies unterstützt die Vermutung, dass es sich auf dieser Längenskala um Fluktuationen der Quantentrog-Dicke oder des Indium-Gehalts in der Quantentrogsschicht handelt. Die Korrelationen zwischen den einzelnen Messgrößen (Intensität und Energie der PL, LBIC) bleiben über den gesamten Bereich der Anregungsdichte erhalten, wie zusammenfassend in Abbildung IV.15 zu sehen ist.

Die Fluktuationen auf der sub- μm Längenskala werden durch ein Wechselspiel zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination im Quantentrog verursacht, die Zusammensetzung des Quantentrogs selbst ist auf dieser Längenskala konstant. Dies wird durch den Vergleich mit dem Ratengleichungsmodell bestätigt.

Unabhängig von der Anregungsdichte konnte keine Korrelation zwischen den einzelnen Messdaten gefunden werden.

V. Stromdichteabhängige Elektrolumineszenz-Messungen

Viele Veröffentlichungen zum Thema der Ladungsträgerdichte-abhängigen Effizienz behandeln diese nicht im Bereich der Photolumineszenz, sondern im, für den Betrieb der untersuchten Strukturen als LED interessanten, Bereich der Elektrolumineszenz. Wie bereits im Kapitel II beschrieben, sind diese Messungen mit gewissen Einschränkungen auch im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt worden. In diesem Kapitel werden nun die elektro-optischen Eigenschaften der untersuchten Diode und die Ergebnisse der orts aufgelösten Elektrolumineszenz-Spektroskopie vorgestellt und mit den in den vorangegangenen Kapiteln III und IV beschriebenen PL-Messungen verglichen.

1. Kennlinien

Eine Charakterisierung der elektrischen Eigenschaften einer Diode geschieht mittels der Strom-Spannungs-Kennlinie. In Abbildung V.1 a) und b) wird diese Kennlinie für die hier beschriebene Diode gezeigt. Sie entspricht einer typischen Dioden-Kennlinie. Bei Spannungen in Sperrrichtung der Diode fließt nur sehr wenig Strom im Bereich von weniger als $0.4 \mu\text{A}$. Wie in den vorherigen Kapiteln gezeigt, steigt der Strom bei Beleuchtung der Diode stark an. Für die genaue Bestimmung des Photostroms muss allerdings der Dunkelstrom mit beachtet werden. Dies spielt vor allem bei niedrigen Anregungsdichten eine große Rolle und kann nicht vernachlässigt werden.

Bei einer externen Spannung in Durchlassrichtung fließt erst ab etwa $U_a = 2.5 \text{ V}$ ein signifikanter Strom. Bis zu einer externen Spannung von $U_a = 2 \text{ V}$ konnte in den vorherigen Kapiteln unter Beleuchtung mittels des Lasers noch ein Photostrom in Rückwärtsrichtung gemessen werden. Bei höheren Spannungen fließt dann der Strom in Vorwärtsrichtung, und die LED zeigt auch ohne Beleuchtung durch den Laser eine Lichtemission, die sogenannte Elektrolumineszenz. Die rekombinierenden Ladungsträger werden nun in die Struktur injiziert, und nicht mehr wie bei der PL direkt im Quantentrog erzeugt.

Bei der Elektrolumineszenz muss zusätzlich beachtet werden, dass die Löcher nicht in

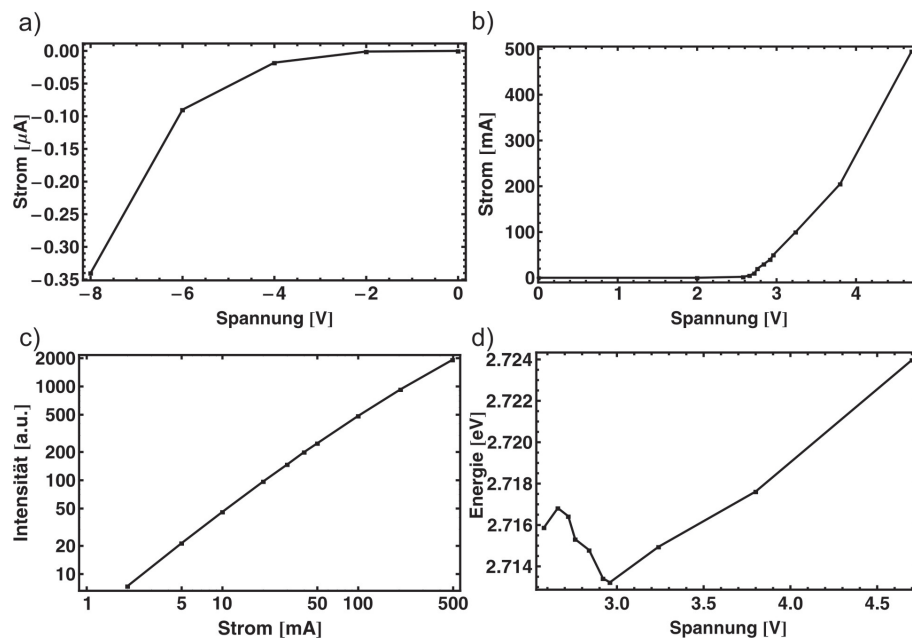


Abbildung V.1.: Strom-Spannungs-Kennlinie: a) Dunkelstrom bei negativen Spannungen, b) bei positiven Spannungen; c) Strom-Intensitäts-Kennlinie; d) Spannungs-Emissionsenergie-Kennlinie

alle Quantentröge einer Mehrfachquantentrogstruktur injiziert werden. Die Elektrolumineszenz stammt nur aus den Quantentrögen auf der p-Seite der Diode. Durch farbkodierte Quantentröge, die eine unterschiedliche Emissionswellenlänge aufweisen, konnte in [Peter09] gezeigt werden, dass bis zu vier Quantentröge einer Struktur mit 7 Quantentrögen an der Elektrolumineszenz beteiligt sind. 60 % des Lichts stammt jedoch aus dem obersten Quantentrog, der am nächsten an der p-Seite der Diode liegt. Im Gegensatz dazu werden bei der resonanten Anregung der Photolumineszenz alle Quantentröge gleich stark angeregt.

Die spektral integrierte Intensität der Elektrolumineszenz ist in Abbildung V.1 c) gezeigt. Für diese Messung wurde die Intensität über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ gemittelt. Wie schon die Photolumineszenz in Abhängigkeit der Anregungsdichte, zeigt auch diese Kennlinie einen nichtlinearen Anstieg der Intensität mit dem Strom. Dieses Verhalten wird in Abschnitt 3 genauer beschrieben.

Die spektrale Position der Elektrolumineszenz, über eine Fläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ gemittelt, ist in Abbildung V.1 d) gezeigt. Die Verschiebung zu niedrigeren Übergangsenergien bei Spannungen bis etwa 3 V beruht auf dem Quantum Confined Stark Effekt (QCSE). Die elektrische Feldstärke im Quantentrog steigt an und die Bänder werden zunehmend verkippt. Dies führt zu einer Rotverschiebung der Übergangsenergie. Bei höheren Spannungen werden zunehmend mehr Ladungsträger in den Quantentrog injiziert, und die internen Felder werden teilweise abgeschirmt (siehe hierzu auch Kapitel IV.1). Diese Abschirmung führt über die Reduktion des QCSE zu einer höheren Übergangsenergie. Dieser Effekt dominiert bei Spannungen über 3 V über die Rotverschiebung durch die erhöhte elektrische Feldstärke im Quantentrog.

2. Räumliche Fluktuationen

Abbildung V.2 zeigt ein Bild der leuchtenden LED bei einem Betriebsstrom von 20 mA. Dieses Bild wurde von der Beobachtungskamera durch das Mikroskopobjektiv aufgenommen. Es sind deutlich Intensitätsfluktuationen auf unterschiedlichen Längenskalen zu erkennen. Diese werden im Folgenden mit den PL-Messungen aus Kapitel IV verglichen.

Zu beachten ist hierbei, dass die Messungen der Elektrolumineszenz nicht mehr konfokal geschehen, da die Anregung nicht räumlich begrenzt ist, sondern durch den Stromfluss auf der gesamten Diodenfläche geschieht. Dadurch verringert sich

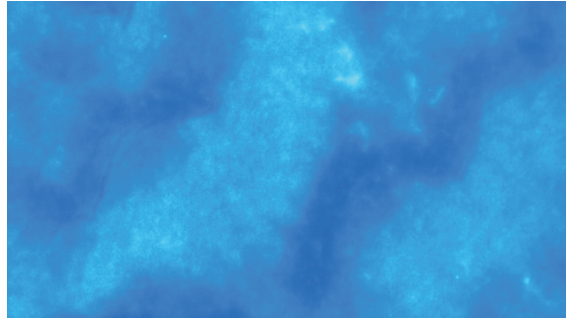


Abbildung V.2.: Elektrolumineszenz der LED bei einem Betriebsstrom von 20 mA.

die Ortsauflösung im Vergleich zu den PL-Messungen. Dies ist vor allem bei den Messungen der Fluktuationen auf der sub- μm Längenskala zu beachten.

2.1. Langreichweitige Fluktuationen

Die langreichweitigen Fluktuationen der Elektrolumineszenz sind für einen Scanbereich von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ in Abbildung V.3 a) bei einem Stromfluss von 40 mA gezeigt. Zum Vergleich wurde an der gleichen Probenstelle die Photolumineszenz bei einer

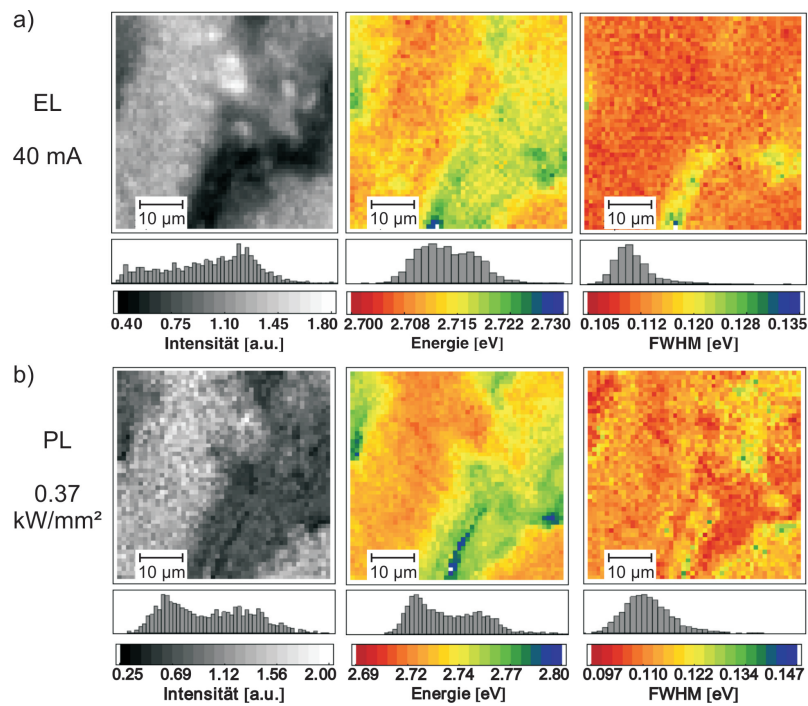


Abbildung V.3.: a) Elektrolumineszenz-Intensität, -Energie und -Halbwertsbreite bei einem Strom von 40 mA über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, b) Photolumineszenz an gleicher Probenstelle bei einer Anregungsdichte von 0.37 kW/mm^2 .

Anregungsdichte von 0.37 kW/mm^2 gemessen (Abbildungsteil b)). Diese Messung wurde bereits in Kapitel IV.2.1 gezeigt.

Die prinzipiellen großflächigen Strukturen in der Intensität und Energie sind bei beiden Messungen gleich. Die Korrelationen zwischen Intensität und Energie sind im Vergleich zur PL unverändert. Allerdings ist der Intensitätskontrast für die EL-Messung geringer als bei der PL-Messung. Das Gleiche gilt für die Unterschiede in der Energie zwischen den hellen und dunklen Bereichen. Während sich bei der PL die Energie zwischen den Bereichen um etwa 70 meV unterscheidet, ist dieser Unterschied bei der Elektrolumineszenz nur noch etwa 30 meV .

Die Halbwertsbreite der Spektren zeigt bei beiden Messungen keine Besonderheiten. Diese liegen bei beiden Messungen bei Werten um 110 meV . Die Verteilung der Werte ist für die PL-Messung jedoch etwas breiter, was auf die höhere Ortsauflösung der PL-Messung zurückzuführen ist. Dieser Effekt wird bei den Fluktuationen auf der sub- μm Längenskala im folgenden Abschnitt genauer diskutiert.

2.2. Sub- μm Fluktuationen

Die Fluktuationen der Elektrolumineszenz über eine Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ sind in Abbildung V.4 mit der Photolumineszenz an der gleichen Probenstelle verglichen. Aufgrund der Instabilität des Aufbaus können auf dieser Längenskala nur Messungen verglichen werden, die in kurzen zeitlichen Abständen aufgenommen wurden. Aus diesem Grund kann die Elektrolumineszenz nicht direkt mit den PL-Messungen aus Kapitel IV.2.2 verglichen werden. Das prinzipielle Verhalten der Emission ist jedoch vom exakten Ort auf der Probe unabhängig. In Abbildung V.4 b) ist eine Referenzmessung gezeigt, die direkt im Anschluss an die Messreihe der EL aufgenommen wurde, um einen direkten Vergleich der Fluktuationen zu ermöglichen.

Die Struktur der Fluktuationen der Intensität, der Energie und der Halbwertsbreite auf dieser Längenskala ist für die EL- und die PL-Messungen gleich. Es ist keine Korrelation zwischen der Intensität und der Energie zu erkennen. Die Halbwertsbreite der Spektren zeigt jedoch bei beiden Messungen eine ähnliche Struktur wie die Intensität. Wie bereits in Kapitel III.2.3 bei den Messungen mit dem Immersionsobjektiv gezeigt, korrelieren Bereiche mit niedriger PL-Intensität mit leicht verbreiterten Spektren. Wie dort diskutiert, könnte dies ein Hinweis darauf sein, dass Versetzungen als Ursache für die nichtstrahlende Rekombination der Ladungsträger in Frage kommen. Die Korrelation zwischen Intensität und Halbwertsbreite ist jedoch sehr schwach ausgeprägt, und kann nur bei optimaler Ortsauflösung beobachtet

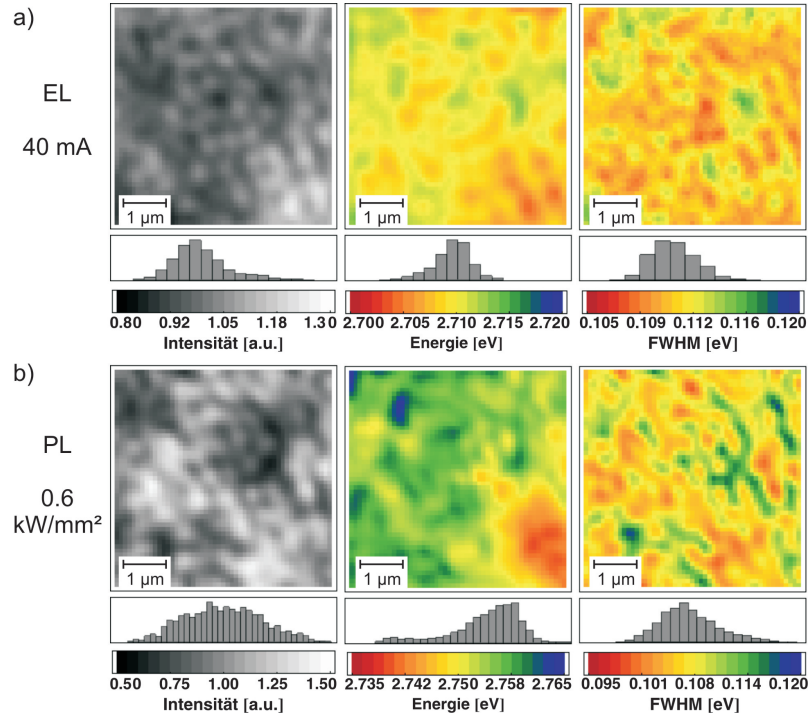


Abbildung V.4.: a) Elektrolumineszenz-Intensität, -Energie und -Halbwertsbreite bei einem Strom von 40 mA über eine Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$, b) Photolumineszenz an gleicher Probenstelle bei einer Anregungsdichte von 0.6 kW/mm^2 .

werden. Minimale Justierungenauigkeiten können somit dafür verantwortlich sein, dass bei den bisher gezeigten Messungen mit dem Linsenobjektiv diese Korrelation nicht beobachtet werden konnte.

Durch die etwas geringere Ortsauflösung der EL-Messung ist hier der Kontrast der Intensitätsfluktuationen im Vergleich zu den PL-Messungen leicht verringert. Selbiges gilt für die Energiefluktuationen, die für die EL im Bereich von etwa 10 meV liegen, während die PL Unterschiede im Bereich von 20 meV aufweist.

Die absoluten Werte der Energie sind bei den Photolumineszenz-Messungen um etwa 50 meV höher, als bei der Elektrolumineszenz. Da beide Messungen etwa im Maximum der Effizienzkurve vorgenommen wurden, sind die Ladungsträgerdichten im Quantentrog vergleichbar. Die Abschirmung der internen Felder durch die Ladungsträgerdichte ist also für beide Messungen in etwa gleich stark, und kann demnach die beobachteten Energieunterschiede nicht erklären. Die beiden Messungen sind jedoch bei unterschiedlichen externen Spannungen aufgenommen worden. Für die PL-Messung wurde eine Spannung von $U_a = 2 \text{ V}$ angelegt, für die gezeigte Messung der EL betrug die Spannung etwa $U_a = 3 \text{ V}$. Eine Simulation der Bandstruktur ergibt für die höhere externe Spannung eine um ca. 50 meV niedrigere Übergangsenergie

als für die PL-Messung. Somit ist die unterschiedliche energetische Position der EL und der PL auf die externen Spannungen und damit die Feldstärke im Quantentrog zurückzuführen.

2.3. Schlussfolgerungen

Ein direkter Vergleich der Fluktuationen der Photolumineszenz und der Elektrolumineszenz zeigt, dass auf beiden Längenskalen die gleichen räumlichen Fluktuationen gemessen werden. Die Fluktuationen sind unabhängig davon, ob alle Quantentröge der Struktur an der Emission gleich beteiligt sind, wie dies bei der PL der Fall ist, oder – wie bei der EL – ob die Ladungsträger nicht in alle Quantentröge gleichermaßen injiziert werden, sondern die Hauptemission aus den Quantentrögen an der p-Seite der Diode kommt. Dies zeigt, dass Transporteffekte von Ladungsträgern außerhalb der aktiven Zone nicht als Ursache für die Fluktuationen in Frage kommen.

Wie die PL-Messungen in den Kapiteln III und IV gezeigt haben, sind die langreichweitigen Fluktuationen durch eine Veränderung des Quantentrogs auf dieser Längenskala verursacht, während die sub- μm Fluktuationen durch eine lokal variierende nichtstrahlende Rekombination hervorgerufen werden.

Die leichten Unterschiede in den Messungen können auf die etwas schlechtere Ortsauflösung der EL-Messung und auf die geänderten Injektionsbedingungen zurückgeführt werden.

3. Stromdichteabhängige Effizienz

Wie bereits bei der Photolumineszenz in Kapitel IV kann die Trennung von strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsmechanismen durch eine Messung der Strom-abhängigen Effizienz der LED bestimmt werden. Hierbei ist zu beachten, dass bei hohen Betriebsströmen die LED gepulst betrieben werden muss, um eine übermäßige Erwärmung und damit Zerstörung der Diode zu verhindern.

Für die hier gezeigten Messungen wurde ab einem Strom von 50 mA auf den Pulsbetrieb umgestellt. Um die Belichtungszeiten für die Aufnahme der EL-Spektren im Rahmen zu halten, wurden relativ lange Pulszeiten gewählt. Bis zu einem Strom von 200 mA wurden die Spektren mit einer Pulslänge von 100 μs gemessen, und für 500 mA auf 10 μs reduziert. Dies ermöglichte Belichtungszeiten zwischen 0.5 s und 1 s. Die gewählte Periodendauer von 1 ms ist kurz genug, um eine Synchronisation zwischen den Strompulsen und der Belichtungszeit unnötig zu machen.

3.1. Makroskopische Effizienz

Bereits in Abbildung V.1 c) ist zu sehen, dass die Intensitätszunahme mit dem Betriebsstrom für hohe Ströme einknickt. Normiert man nun die Intensität auf den Betriebsstrom, so kommt man zu der typischen Effizienz-Kurve in Abbildung V.5. Die gemessene Intensität wurde über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ gemittelt.

Zu beachten ist bei dieser Messung, dass nicht bestimmt werden kann, wie viele der in die Diode injizierten Ladungsträger tatsächlich im Quantentrog ankommen. Somit kann die Ladungsträgerdichte im Quantentrog nicht exakt bestimmt werden. Bei der Photolumineszenz konnten die Ladungsträger, die aus dem Quantentrog entkommen, durch den Photostrom direkt gemessen werden. Dieser Verlustmechanismus, der vor allem bei niedrigen Ladungsträgerdichten eine große Rolle spielt, ist bei der EL-Messung nicht zugänglich. Aus diesen beiden Gründen ist hier eine Normierung der Intensität auf die tatsächlich in der aktiven Zone rekombinierenden Ladungsträger nicht möglich.

Wie auch in [Peter09] gezeigt, steigt die Effizienz für kleine Ströme an, und fällt nach dem Maximum wieder ab. Das Effizienzmaximum liegt für die hier gezeigte Diode bei etwa 40 mA. Dies entspricht einer Stromdichte von 2 A/cm^2 und liegt damit bei ähnlichen Werten wie in [Peter09] für blaue LEDs bei Raumtemperatur veröffentlicht. Der gesamte hier gemessene Verlauf der Effizienz steht in guter Übereinstimmung zu den publizierten Werten.

Da diese Effizienzkurven unter ähnlichen Bedingungen aufgenommen wurden, wie in der Literatur beschrieben wurde, kann man nun Gleichung IV.5 dazu verwenden, um die Werte für die Parameter A, B und C in definierten Einheiten für diese Probe

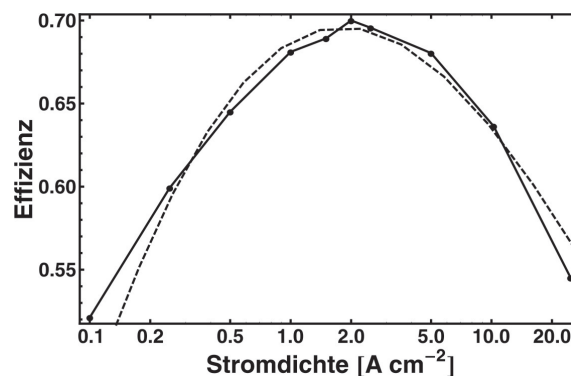


Abbildung V.5.: Über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ gemittelte stromabhängige Effizienz der Elektrolumineszenz. Die gestrichelte Linie zeigt die Ergebnisse des Fits gemäß Gleichung IV.5

Quelle	A [s^{-1}]	B [cm^3s^{-1}]	C [cm^6s^{-1}]
diese Arbeit	$1.7 \cdot 10^6$	$6.0 \cdot 10^{-11}$	$7.6 \cdot 10^{-29}$
[David10]	$2 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^{-11}$	10^{-29}
[Laubsch09]	$1.25 \cdot 10^6$	— — —	$3.5 \cdot 10^{-31}$
[Schubert07]	$8.1 \cdot 10^7 - 1.6 \cdot 10^8$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	— — —
[Shen07]	$2.4 - 11.3 \cdot 10^7$	$1.1 - 3.0 \cdot 10^{-11}$	$1.4 - 2.0 \cdot 10^{-30}$

Tabelle V.1.: Ratengleichungsparameter für die EL-Effizienz. Die für diese Arbeit angegebenen Parameter beschreiben die Fit-Kurve in Abbildung V.5.

zu bestimmen. Die Ergebnisse sind zusammen mit ausgewählten Werten aus der Literatur in Tabelle V.1 zusammengefasst. Wie man sieht, variieren die Parameter zwischen den einzelnen Publikationen sehr deutlich. Mit der neuesten Publikation in dieser Reihe [David10] ergibt sich jedoch eine sehr gute Übereinstimmung bei den Parametern der strahlenden und der Auger-Rekombination. Lediglich der Parameter der nichtstrahlenden Shockley-Read-Hall Rekombination weicht deutlich ab. Da die nichtstrahlende Rekombination jedoch stark von der Kristallqualität beeinflusst werden kann, ist eine Abweichung in diesem Bereich nicht verwunderlich. Eine ähnliche Probe von Osram Opto Semiconductors [Laubsch09] zeigt eine gute Übereinstimmung in diesem Parameter.

3.2. Langreichweitige Fluktuationen

Die orts aufgelösten Messungen der Strom-abhängigen Elektrolumineszenz über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ sind in Abbildung V.6 gezeigt. Die langreichweitigen Fluktuationen der Intensität und der Energie bleiben über den gesamten Strombereich von 5 mA bis 500 mA unverändert erhalten.

Die Halbwertsbreite der EL-Spektren steigt mit dem Betriebsstrom leicht an, was – wie schon bei der PL – ein Hinweis auf mögliche „band-filling“ Effekte sein kann. Die Halbwertsbreite zeigt in großen Bereichen keine Korrelation mit der Intensität. Einzig ein schmaler Streifen mit breiteren Spektren ist bei hohen Stromdichten immer deutlicher abgehoben. Dieser schmale Streifen ist in der EL-Intensität nicht auszumachen, jedoch zeigen die PL-Messungen hier einen schmalen, sehr dunklen Streifen. Durch die geringere Ortsauflösung der EL-Messung kann dieser möglicherweise hier nicht aufgelöst werden, und macht sich nur durch die höhere Linienbreite bemerkbar.

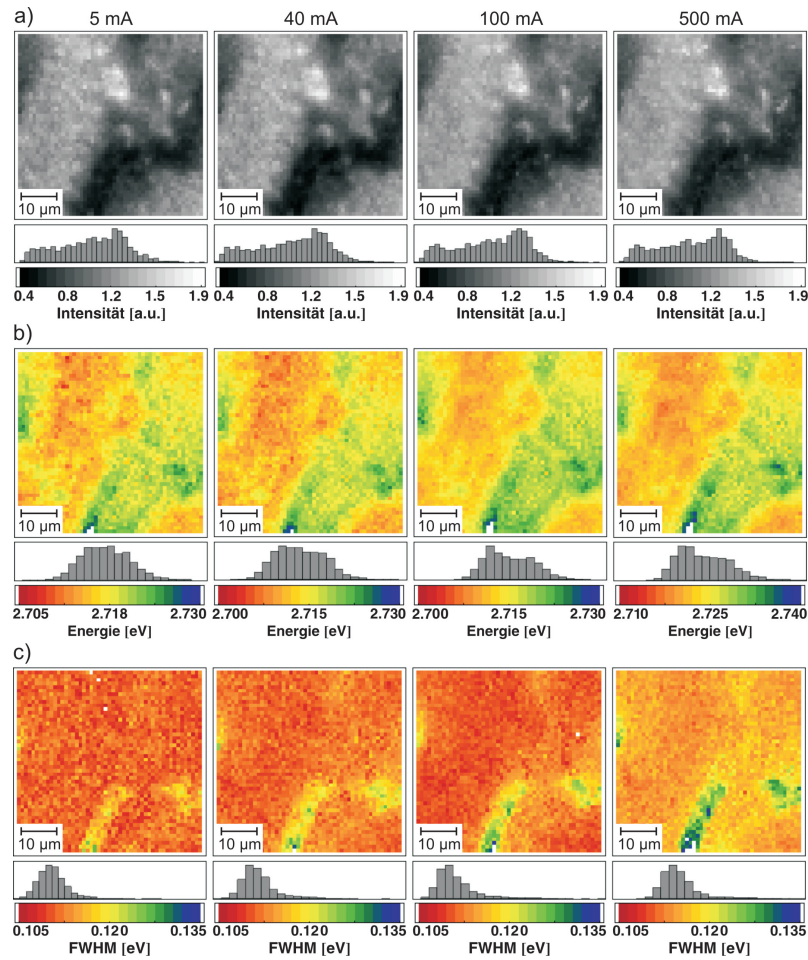


Abbildung V.6.: Stromabhängige a) Intensität, b) Energie und c) Halbwertsbreite der EL-Spektren über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$.

Um die Unterschiede in den einzelnen Intensitätsbereichen zu quantifizieren, wurden auch hier die Effizienzkurven für einzelne Bereiche nach Gleichung IV.5 gefittet. Die Bereiche sind in Abbildung V.7 a) markiert, und die Effizienzdaten mit den

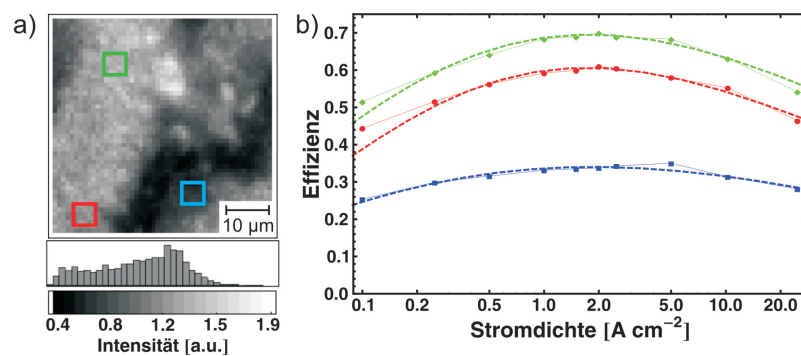


Abbildung V.7.: a) Für einzelne Bereiche des EL-Scans werden die b) Effizienzen in Abhängigkeit der Stromdichte nach Gleichung IV.5 gefittet.

Parameter	grün	rot	blau
A [s ⁻¹]	$1.8 \cdot 10^6$	$2.0 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^6$
B [cm ³ s ⁻¹]	$6.6 \cdot 10^{-11}$	$5.4 \cdot 10^{-11}$	$9.6 \cdot 10^{-11}$
C [cm ⁶ s ⁻¹]	$9.0 \cdot 10^{-29}$	$9.0 \cdot 10^{-29}$	$1.2 \cdot 10^{-28}$

Tabelle V.2.: Fitparameter für die EL-Effizienz der in Abbildung V.7 a) markierten Bereiche.

dazugehörigen Fits in Teil b) gezeigt. Die für die Fits verwendeten Parameter sind in Tabelle V.2 aufgelistet. Diese zeigen, wie schon bei der makroskopisch bestimmten Effizienzkurve, eine gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten (vergleiche Tabelle V.1).

Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten der einzelnen Bereiche ergibt sich, wenn man alle drei Parameter der verschiedenen Rekombinationsmechanismen variiert. Dies bestätigt wiederum die Ergebnisse der Photolumineszenz, auch wenn die Unterschiede in den Parametern der einzelnen Bereiche deutlich schwächer ausgeprägt sind, als dies bei der PL der Fall ist.

Diese Messungen unterstützen somit nochmals die Vermutung, dass auf dieser Längenskala der Quantentrog entweder im Indium-Gehalt oder in der Schichtdicke variiert.

3.3. Sub- μm Fluktuationen

Die Fluktuationen der EL auf der sub- μm Längenskala sind in Abbildung V.8 in Abhängigkeit des Betriebsstroms gezeigt. Für jeden Stromwert wurde eine Fläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ gemessen, allerdings verschob sich die Probe während der Messreihe unter dem Mikroskop. Während der PL-Messreihe konnte dieser Effekt nicht beobachtet werden. Eine Ursache hierfür könnte also die Erwärmung der Probe und damit des gesamten Probenhalters durch den erhöhten Stromfluss sein. Da die Verschiebung jedoch nur sehr gering und damit deutlich kleiner als der Messbereich ist, konnte trotzdem für alle Stromwerte ein Bereich von $3.5 \times 5 \mu\text{m}^2$ gemessen werden, der in allen Einzelmessungen enthalten ist.

Ähnlich wie bei der PL in Abhängigkeit der Anregungsdichte bleibt auch bei dieser Messreihe die Struktur der Fluktuationen unverändert erhalten. Der Intensitätskontrast nimmt mit steigendem Strom leicht ab, die Energiefluktuationen werden ebenfalls etwas geringer. Über den gesamten Strombereich konnte keine Korrelation

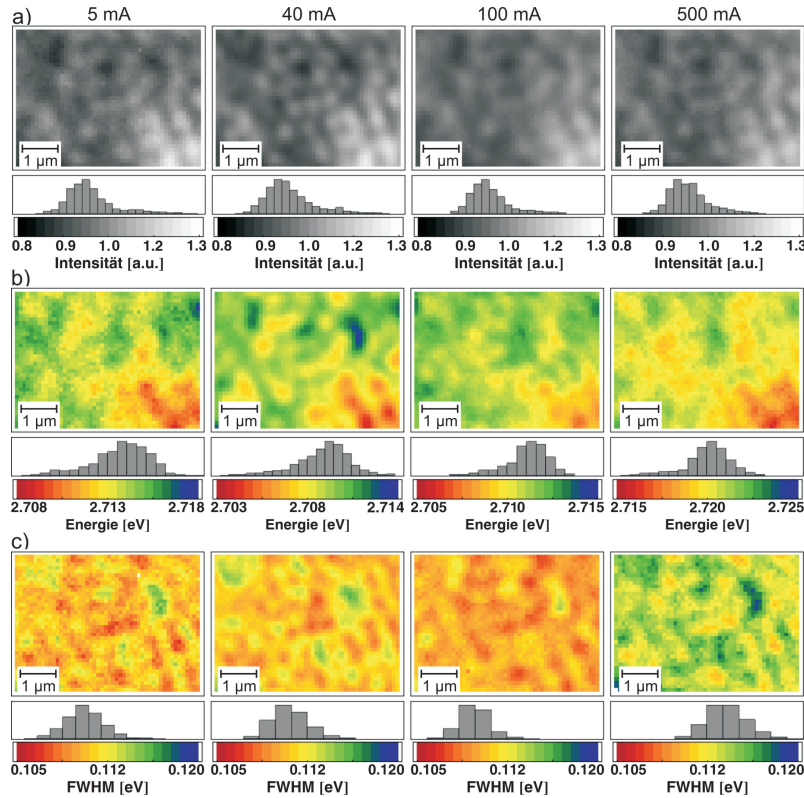


Abbildung V.8.: Stromabhängige a) Intensität, b) Energie und c) Halbwertsbreite der EL-Spektren über eine Scanfläche von $5 \times 3.5 \mu\text{m}^2$.

zwischen Intensität und Energie der EL gefunden werden.

Wie bei den PL-Messungen teilweise schon beobachtet werden konnte, existierte eine schwache Korrelation zwischen der Intensität und der Halbwertsbreite der Spektren. Bereiche mit geringerer Intensität zeigen leicht breitere Spektren als helle Bereiche. Die Halbwertsbreite der Spektren steigt mit dem Strom an, die Korrelation mit der Intensität bleibt jedoch erhalten.

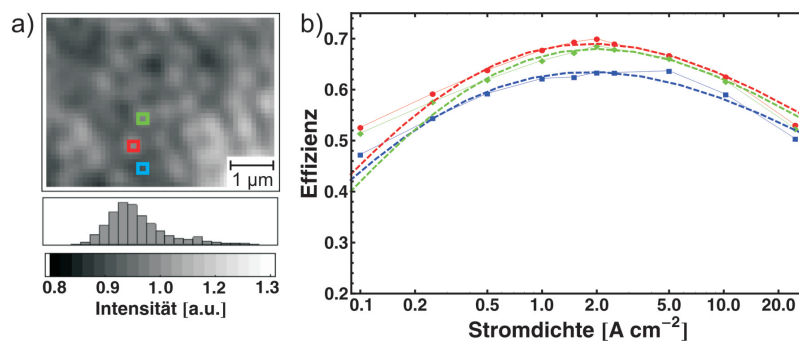


Abbildung V.9.: a) Für einzelne Bereiche auf der sub- μm Längenskala des EL-Scans werden die b) Effizienzen in Abhängigkeit der Stromdichte nach Gleichung IV.5 gefittet.

Parameter	grün	rot	blau
A [s ⁻¹]	$2.0 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^6$	$1.7 \cdot 10^6$
B [cm ³ s ⁻¹]	$5.1 \cdot 10^{-11}$	$5.4 \cdot 10^{-11}$	$6.0 \cdot 10^{-11}$
C [cm ⁶ s ⁻¹]	$7.2 \cdot 10^{-29}$	$7.2 \cdot 10^{-29}$	$7.2 \cdot 10^{-29}$

Tabelle V.3.: Fitparameter für die EL-Effizienz der in Abbildung V.9 a) markierten Bereiche.

Die Strom-abhängige Effizienz wurde für einzelne Bereiche, die in Abbildung V.9 a) markiert sind, nach Gleichung IV.5 gefittet. Die Ergebnisse des Fits und die experimentellen Daten sind in Teilbild b) gezeigt. Die für den Fit verwendeten Parameter sind in Tabelle V.3 zusammengefasst. Wie schon bei der PL ergibt sich die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, wenn für die drei Bereiche nur die Parameter der nichtstrahlenden Shockley-Read-Hall Rekombination und der strahlenden Rekombination verändert werden, und der Auger-Parameter konstant gelassen wird.

Somit zeigen auch diese Messungen, dass die Fluktuationen auf der sub- μm Längenskala durch ein Wechselspiel zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination verursacht werden.

3.4. Vergleich mit PL-Effizienz

Zum Vergleich der Effizienzkurven von EL und PL wird die Messung aus Abbildung IV.5 ohne die Korrektur durch den Photostrom herangezogen, da eine ähnliche Korrektur bei der EL-Messung nicht möglich ist. Wie in Abbildung V.10 zu sehen ist, liegen die beiden Messungen sehr gut übereinander.

Ein genauerer Vergleich der beiden Messungen gestaltet sich jedoch schwierig, da für die PL-Messung keine definierte Ladungsträgerdichte bestimmt werden kann. Die Ursache hierfür liegt in den unterschiedlichen Anregungsbedingungen. Während bei der EL der Stromfluss und somit die Injektion der Ladungsträger in den Quantentrog auf der gesamten Diodenfläche annähernd homogen ist, werden die Ladungsträger bei der PL durch einen räumlich stark begrenzten Laserfokus erzeugt. Dies führt zunächst zu einer gaußförmigen Verteilung der Ladungsträgerdichte. Zusätzlich kann durch Mehrfachreflexion des Lasers innerhalb der LED-Struktur noch ein Teil des Lichts auf einer großen Fläche absorbiert werden, was zu einer großflächigen Ladungsträgerverteilung führt (siehe hierzu auch Kapitel II.3).

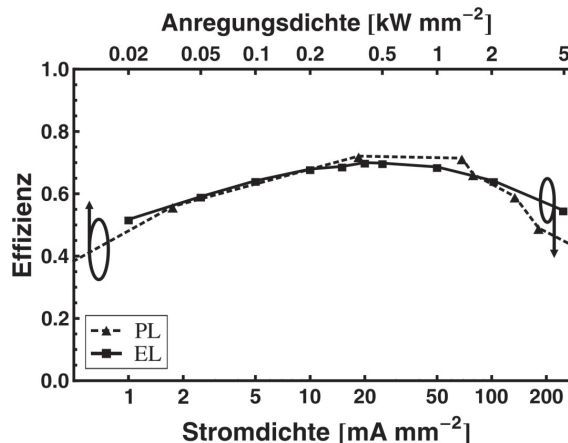


Abbildung V.10.: Vergleich der Effizienzkurven von EL und PL

Für die optischen Messungen wird durch die Detektion über das Pinhole nur der Bereich im Zentrum des Gaußpeaks detektiert, wo die Ladungsträgerdichte im Rahmen der Ortsauflösung als konstant genähert werden kann. Die Messungen des Photostroms, der zur Bestimmung der Absorption und damit zur Rate der erzeugten Ladungsträger herangezogen wird, geschieht jedoch global. Da diese Messung über eine große Fläche integriert, werden also insgesamt zu hohe Stromwerte gemessen. Auf die Aussagen der orts aufgelösten Messungen hat dies jedoch nur einen geringen Einfluss, da die oben beschriebenen Effekte zu einer großflächigen Verteilung führen, die unabhängig vom Ort des Fokuspunkts ein konstantes Hintergrundsignal liefert. Durch dieses Hintergrundsignal wird der Kontrast in den LBIC-Messungen verringert, was vor allem bei Messungen mit dem Immersionsobjektiv die Struktur auf der sub- μm Skala verdeckt hat.

Der Fit des Effizienzverlaufs mit Gleichung IV.5 arbeitet mit der Ladungsträgerdichte als Variable. Da diese bei der PL aus oben genannten Gründen nicht bestimmt werden kann, funktioniert der Fit nur, wenn in willkürlichen Einheiten gearbeitet wird. Bei der EL hingegen arbeitet man mit räumlich konstanten Stromdichten, somit ist eine Bestimmung der Parameter in absoluten Einheiten möglich, wie die einzelnen Fit-Ergebnisse dieses Kapitels zeigen.

Würde man versuchen, trotz all dieser Schwierigkeiten den Vergleich zwischen EL und PL über die Ladungsträgerdichte vorzunehmen, so müsste man einen Durchmesser des Laserfokus in der Quantentrogenebene von vielen Mikrometern annehmen. Unter der Annahme, dass die Ladungsträgerdichte in den Maxima der beiden Effizienzkurven gleich groß ist, und die Absorption und damit die Ladungsträgerdichte bei der PL homogen auf eine Kreisfläche beschränkt ist, so kann man die Größe dieser

Fläche abschätzen. Aus der Stromdichte der EL-Messung und der Lebensdauer, die über die Ratengleichungsparameter aus Gleichung IV.4 berechnet wird ($\tau_{EL} = 80$ ns), wird die Ladungsträgerdichte bestimmt. Für die PL wird eine Absorption von 45 % angenommen (siehe Kapitel III.2). Da die PL-Messung bei geringerer externer Spannung durchgeführt wurde, ist die Feldstärke im Quantentrog geringer, und somit auch die Lebensdauer der Ladungsträger kürzer. Als Untergrenze für diese Abschätzung wird eine Lebensdauer von $\tau_{PL} = 8$ ns angenommen. Ein weiterer Unterschied zwischen der EL und PL ist die Anzahl der beteiligten Quantentröge. Während bei der PL Ladungsträger in allen Quantentrögen erzeugt werden, ist die Ladungsträgerinjektion bei der EL auf die Quantentröge auf der p-Seite der Diode beschränkt. Somit wird angenommen, dass den Ladungsträgern bei der PL ein doppeltes Volumen zur Verfügung steht. Unter all diesen Annahmen ergibt sich für die Anregung der PL eine Kreisfläche mit einem Durchmesser von etwa 7 μm . Durch die Annahme einer sehr kurzen Lebensdauer ist dies als Untergrenze für die Fläche zu verstehen.

Wenn die Annahme eines derart großen Laserfokus gerechtfertigt wäre, dann könnten in den LBIC-Messungen auf der sub- μm Skala keinerlei Strukturen mehr aufgelöst werden, weil hier die Ortsauflösung allein durch die Größe des Laserfokus bestimmt wird. Wie Abbildung IV.11 zeigt, ist jedoch auf dieser Längenskala deutlich eine Struktur zu erkennen. Man kann also davon ausgehen, dass ein signifikanter Anteil des gemessenen Stroms in einem kleinen Bereich um den Fokus erzeugt wird. Wie oben beschrieben wurde, kann allerdings eine Mehrfachreflexion des Laserlichts in der LED-Struktur zu einem breiten Untergrundsignal führen, das den Kontrast der Fluktuationen verringert und den insgesamt gemessenen Strom deutlich erhöht.

4. Schlussfolgerungen

Die orts aufgelösten Messungen der Elektrolumineszenz zeigten Fluktuationen auf unterschiedlichen Längenskalen. Ein direkter Vergleich mit Photolumineszenzmessungen an der gleichen Probenstelle zeigt, dass beide Fluktuationen identisch sind. Dies bestätigt die Aussage der vorhergehenden Kapitel, dass die Ursache für die Fluktuationen in den Quantentrögen selbst zu finden ist, und nicht durch Transportprozesse von Ladungsträgern außerhalb der aktiven Zone verursacht werden.

Die Bestimmung der Effizienz des strahlenden Übergangs in Abhängigkeit der Stromdichte zeigt den gleichen Verlauf wie bei der PL. Die Unterschiede der EL-Effizienz-

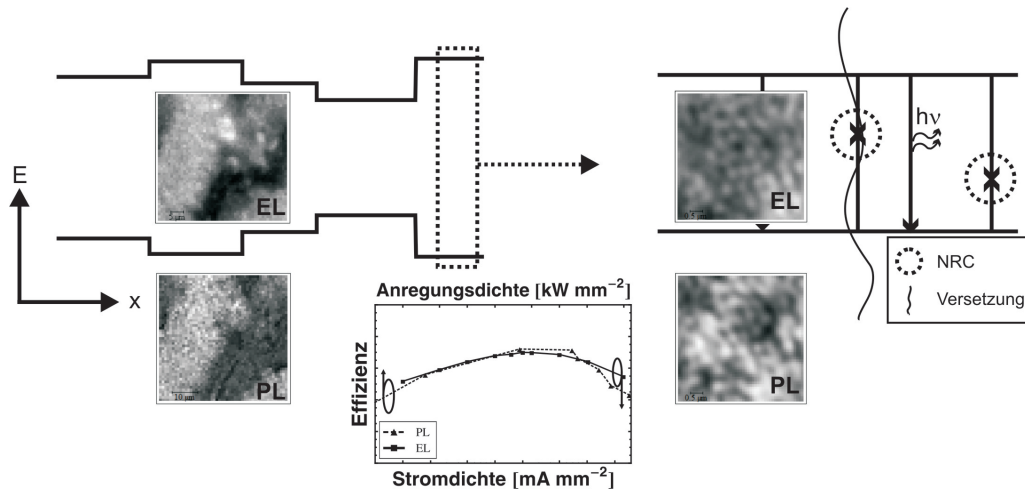


Abbildung V.11.: Der Vergleich zwischen EL und PL bestätigt das Modell für die Ursache der Fluktuationen auf beiden Längenskalen.

kurven für die Fluktuationen auf den beiden Längenskalen decken sich mit den Aussagen, die bei der PL getroffen wurden.

Die Elektrolumineszenz stützt somit die Aussage, dass die langreichweitigen Fluktuationen durch Änderungen des Quantentrog hervorgehoben werden, und die sub- μm Fluktuationen durch eine räumlich variierende nichtstrahlende Rekombination verursacht werden (siehe hierzu das Modell in Abbildung V.11).

Durch die homogene Stromdichte im Quantentrog bei der Elektrolumineszenz konnten die Ratengleichungsparameter in absoluten Einheiten bestimmt werden. Ein Vergleich mit der Literatur zeigt eine gute Übereinstimmung mit den publizierten Werten.

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, die Ursachen für Fluktuationen in der Intensität der Photo- und Elektrolumineszenz von blau emittierenden Leuchtdioden auf unterschiedlichen Längenskalen zu identifizieren und die mikroskopischen Vorgänge in der aktiven Zone von optoelektronischen Bauelementen zu verstehen. Dazu wurde die Lumineszenz mit hoher räumlicher und spektraler Auflösung in Abhängigkeit eines externen elektrischen Feldes und der Anregungsdichte gemessen. Zusätzliche Informationen lieferte die orts aufgelöste Messung des Photostroms, der durch den anregenden Laser erzeugt wurde (LBIC).

Die Simulation der Bandstruktur und die Berechnung der Wellenfunktionen der Ladungsträger im Quantentrog in Abhängigkeit des externen elektrischen Feldes zeigten, dass für Spannungen, die in Rückwärtsrichtung an die Diode angelegt werden, die Rekombination der Ladungsträger unterdrückt wird. Der Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog durch thermionische Emission und Tunneln wird zum dominierenden Prozess. Da in diesem Spannungsbereich praktisch alle erzeugten Ladungsträger zum Photostromsignal beitragen, kann somit die Absorption des anregenden Laserlichts direkt gemessen werden. Die Absorption wird im Wesentlichen durch die Zusammensetzung und die Dicke der Quantentrogsschichten bestimmt, und ist unabhängig von Rekombinationsmechanismen.

Die Messung der Effizienz der strahlenden Rekombination in Abhängigkeit der Anregungsdichte bei der Photolumineszenz bzw. der Stromdichte bei der Elektrolumineszenz konnte im Vergleich mit einem einfachen Ratengleichungsmodell die Rekombinationsprozesse der nichtstrahlenden Shockley-Read-Hall Rekombination, der strahlenden Rekombination und einer Auger- oder Auger-ähnlichen Rekombination trennen. Die so bestimmten Koeffizienten der einzelnen Prozesse bei der Elektrolumineszenz zeigen eine gute Übereinstimmung mit publizierten Werten anderer Gruppen.

In Kombination mit der Messung des Photostroms bei der Photolumineszenz konnte zusätzlich zu den Rekombinationsprozessen der Anteil der aus dem Quantentrog

entkommenden Ladungsträgern gemessen werden. Dies zeigte, dass vor allem bei niedrigen Ladungsträgerdichten im Quantentrog der Verlust von Ladungsträgern nicht zu vernachlässigen ist. Kann dieser Verlustprozess nicht gemessen werden, so wird die niedrige Effizienz des strahlenden Übergangs fälschlicherweise auf eine hohe nichtstrahlende Rekombination zurückgeführt. Diese Messungen ergaben, dass die nichtstrahlende Rekombination in diesem Bereich eine untergeordnete Rolle spielt. Bei höheren Ladungsträgerdichten wird der Verlust von Ladungsträgern aus dem Quantentrog immer weniger relevant. Ein nichtstrahlender Prozess, der proportional zur dritten Potenz der Ladungsträgerdichte ist, führt zu einem Einbruch der Effizienz, man spricht hier von „droop“. In der Literatur werden häufig Transporteffekte von Ladungsträgern außerhalb der Quantentröge als Ursachen für diesen „droop“ diskutiert. Ein Vergleich zwischen Elektrolumineszenz und resonant im Quantentrog angeregter Photolumineszenz zeigte jedoch den gleichen Verlauf der Effizienz in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte, so dass die Ursache in einem Prozess im Quantentrog liegt. Dieser Prozess wird als Auger-Effekt oder einem durch Phononen oder Defekte unterstütztem Auger-Effekt identifiziert.

Die orts aufgelöste Messung der Photolumineszenz, des Photostroms und der Effizienz in Abhängigkeit der Anregungsdichte ermöglichte die Identifizierung der Ursachen von Fluktuationen auf unterschiedlichen Längenskalen. Langreichweitige Fluktuationen über Flächen von mehreren $10\ \mu\text{m}^2$ waren sowohl in der Intensität als auch in der Energie und im Photostrom zu messen. Die Fluktuationen der drei gemessenen Größen zeigen eine klare Korrelation. Da der Photostrom bei angelegter Spannung in Rückwärtsrichtung direkt eine Fluktuation der Absorption des Laserlichts anzeigt, konnte in Kombination mit der stark fluktuierenden Energie der Photolumineszenz auf eine Änderung des Quantentrogs auf dieser Längenskala geschlossen werden. Diese Annahme wurde auch durch die orts aufgelöste Bestimmung der Koeffizienten der einzelnen Rekombinationsmechanismen bestätigt. Die hier gemessenen Effizienzkurven lassen sich nur dann durch das Ratengleichungsmodell beschreiben, wenn alle drei Koeffizienten variiert werden. Ob nun eine fluktuierende Dicke der Quantentrogsschicht oder ein geänderter Indium-Gehalt im Quantentrog für diese Fluktuationen verantwortlich sind, konnte durch die optischen Messungen nicht geklärt werden.

Da die Messung der Elektrolumineszenz auf dieser Längenskala die gleichen räumlichen Fluktuationen und die gleiche Abhängigkeit von der Stromdichte zeigen, werden die Schlüsse, die aus den Photolumineszenz-Messungen gezogen wurden, bestätigt.

Zusätzlich zu diesen langreichweitigen Fluktuationen zeigen sowohl die Elektro- als

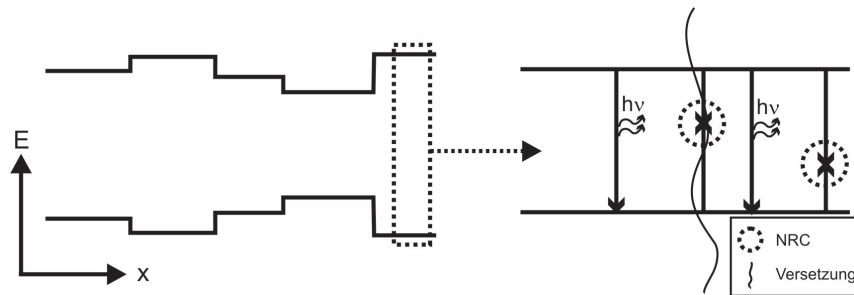


Abbildung 1.: Durch die in den einzelnen Kapiteln vorgestellten Messungen erarbeitetes Modell der Fluktuationen im Quantentrog auf unterschiedlichen Längenskalen.

auch die Photolumineszenz noch eine starke Variation der Intensität auf einer sub- μm Längenskala. Sowohl die Energie als auch das Photostromsignal sind auf dieser Längenskala deutlich homogener, eine Korrelation mit der Intensität wurde nicht gefunden. Somit kommt eine Fluktuation der Quantentröge auf dieser Längenskala als Ursache für die Fluktuationen nicht in Frage. Die Homogenität des Photostroms zeigt, dass die Absorption des Laserlichts nicht räumlich fluktuiert, und der Verlust von Ladungsträgern bei angelegter Spannung in Vorwärtsrichtung ebenfalls nicht für die beobachteten Fluktuationen in Frage kommt. Die Ursache dafür ist also in einem Rekombinationsprozess im Quantentrog zu finden. Der Vergleich der gemessenen Effizienz in Abhängigkeit der Anregungsdichte mit dem Ratengleichungsmodell zeigt, dass diese Fluktuationen durch ein Wechselspiel zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination im Quantentrog entsteht. Die leicht höhere Halbwertsbreite der PL-Spektren an den dunklen Stellen könnte ein Indiz dafür sein, dass Versetzungen als Zentren der nichtstrahlenden Rekombination beteiligt sind. Da bei der hier untersuchten prozessierten LED die Positionen der Versetzungen jedoch nicht zugänglich sind, kann diese Hypothese nicht weiter verfolgt werden.

Die Photolumineszenz zusammen mit der Messung des Photostroms mit hoher Ortsauflösung von bis zu 300 nm führte somit zur Trennung einzelner Rekombinations- und Verlustprozesse, und konnte damit die Ursache für Fluktuationen auf unterschiedlichen Längenskalen identifizieren. Das in dieser Arbeit entwickelte Modell der Fluktuationen ist nochmals in Abbildung 1 schematisch gezeigt.

Diese zerstörungsfreie Messmethode kann somit auch in Zukunft einen wichtigen Beitrag zur Charakterisierung der aktiven Zone von optoelektronischen Bauelementen liefern, und damit den Herstellern von Leucht- und Laserdioden Informationen über die Qualität und Homogenität der Quantentröge geben. Im Rahmen dieser Arbeit und mehrerer Diplomarbeiten wurden noch weitere Themen bearbeitet, die vor allem

auf die Weiterentwicklung von hocheffizienten grün emittierenden Leuchtdioden und die Erforschung alternativer Kristallrichtungen zielten. So konnte zum Beispiel von Julia Danhof eine eindeutige Korrelation zwischen den Positionen einzelner Kristallversetzungen und der nichtstrahlenden Rekombination in grün emittierenden Quantentrogstrukturen nachgewiesen werden [Danhof08]. Die Diplomarbeiten von Hans-Jürgen Möstl und Lukas Schade konnten im Rahmen des von der DFG geförderten Projekts „PolarCoN“ wichtige Informationen über die Homogenität von Quantentrögen liefern, die auf semi- oder nonpolaren Kristallebenen gewachsen wurden [Möstl09, Schade09]. Mit Einschränkungen können mittels der hochortsaufgelösten Photolumineszenzspektroskopie auch dreidimensionale Strukturen, wie sie beispielsweise von der Universität Ulm hergestellt wurden, charakterisiert werden. Die in dieser Arbeit vorgestellten Methoden werden also auch weiterhin die Entwicklung von GaN-basierenden optoelektronischen Bauelementen begleiten.

Abkürzungen und Sprachkonventionen

a.u.	willkürliche Einheiten (engl. arbitrary units)
AFM	Rasterkraftmikroskop (engl. atomic force microscope)
droop	Bezeichnung des Effizienzeinbruchs bei hohen Strömen
duty-cycle	Verhältnis zwischen Pulslänge und Periodendauer
EL	Elektrolumineszenz
FWHM	Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum)
LBIC	durch den Laser erzeugter Photostrom (engl. laser beam induced current)
LED	Leuchtdiode (engl. light emitting diode)
ML	Monolage, einzelne Atomlage
MOVPE	Metallorganische Gasphasenepitaxie (engl. metal organic vapor phase epitaxy)
μ PL	Mikro-Photolumineszenz
μ EL	Mikro-Elektrolumineszenz
NA	numerische Apertur
Pinhole	Lochblende in der Detektionsebene des konfokalen Mikroskops
PL	Photolumineszenz
PLE	PL in Abhängigkeit der Anregungsdichte (engl. photoluminescence excitation)
QCSE	Quantum Confined Stark Effect
QW	Quantentrog (engl. quantum well)
SNOM	optisches Nahfeldmikroskop (engl. scanning nearfield optical microscope)

Abbildungsverzeichnis

I.1.	Kristallstruktur und Bandlücken von III-Nitriden	7
I.2.	Polarisationsfelder in InGaN/GaN Quantentrog-Strukturen	14
I.3.	Schemazeichnung einer Stufen- und Schraubenversetzung	15
I.4.	Schemazeichnung einer LED	20
I.5.	Schematische Darstellung einer Konversions-LED	22
II.1.	Schema der konfokalen Mikroskopie	24
II.2.	Mikro-Photolumineszenz-Messplatz	28
II.3.	Gauß-Fit und erstes Moment eines PL-Spektrums	32
II.4.	Reflexion des anregenden Lasers am p-Kontakt	34
II.5.	EL-Messungen	35
III.1.	Verlauf der Bandkanten für einen Quantentrog	44
III.2.	Wellenfunktionen im Quantentrog ohne Felder	47
III.3.	Wellenfunktionen im Quantentrog mit piezoelektrischem Feld	49
III.4.	Wellenfunktionen im Quantentrog unter externen Spannungen	51
III.5.	Überlapp der Wellenfunktionen und Tunnelbarriere	53
III.6.	Lebensdauern und Übergangsenergie in Abhängigkeit von U_a	54
III.7.	Feldabhängige PL-Spektren	57
III.8.	Feldabhängige optische Eigenschaften und Photostrom	58
III.9.	Großflächige PL-Scans	61
III.10.	PL-Spektren und Korrelation zwischen Energie und Intensität	62
III.11.	Vergleich zwischen Moment-Berechnung und Gauß-Fit	62
III.12.	Korrelationen zwischen LBIC und optischen Eigenschaften	64
III.13.	Großflächige Verteilung der Halbwertsbreite der PL-Spektren	64
III.14.	Sub- μm Fluktuationen mit Immersionsobjektiv	67
III.15.	PL-Spektren entlang einer 5 μm langen Linie	68
III.16.	Ergebnisse des Gauß-Fits auf der sub- μm Längenskala	68
III.17.	Korrelations-Plots Immersionsobjektiv	69
III.18.	Sub- μm Fluktuationen mit Linsenobjektiv	71

III.19.	Gauß-Fit für die Messungen mit dem Linsenobjektiv	72
III.20.	Intensität und Photostrom mit beiden Objektiven gemessen	73
III.21.	Laterale Ladungsträgerdiffusion auf sub- μm Struktur	74
III.22.	PL-Fluktuationen auf beiden Längenskalen	76
III.23.	Photostromfluktuationen auf beiden Längenskalen	77
III.24.	Korrelationen auf beiden Längenskalen	78
III.25.	Modell der Fluktuationen	79
IV.1.	PL-Spektren bei variabler Anregungsdichte	86
IV.2.	Abschirmung der internen Felder durch Ladungsträger	88
IV.3.	Anregungsdichteabhängige Intensität und Effizienz	89
IV.4.	Intensität und LBIC in Abhängigkeit der Anregungsdichte	93
IV.5.	Korrektur der Effizienz durch LBIC	94
IV.6.	Rekombinations- und Verlusteffizienzen der Ladungsträger	95
IV.7.	Anregungsdichteabhängige PL und LBIC über $50 \times 50 \mu\text{m}^2$	99
IV.8.	Korrelationen der elektrischen und optischen Daten über $50 \times 50 \mu\text{m}^2$	100
IV.9.	Effizienzkurven über eine Scanfläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$	101
IV.10.	Fit der Effizienz für ausgewählte Bereiche	101
IV.11.	Anregungsdichteabhängige PL und LBIC über $5 \times 5 \mu\text{m}^2$	103
IV.12.	Korrelationen der elektrischen und optischen Daten über $5 \times 5 \mu\text{m}^2$	104
IV.13.	Effizienzkurven über eine Scanfläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$	105
IV.14.	Fit der Effizienz für ausgewählte Bereiche auf der sub- μm Struktur	105
IV.15.	Modell der Fluktuationen	107
V.1.	Kennlinien der LED	110
V.2.	Elektrolumineszenz bei 20 mA	112
V.3.	Großflächige EL und PL-Scans	112
V.4.	Kleinflächige EL und PL-Scans	114
V.5.	Makroskopische EL-Effizienz	116
V.6.	Stromabhängige großflächige EL-Scans	118
V.7.	Stromabhängige EL-Effizienz für langreichweitige Fluktuationen	118
V.8.	Stromabhängige kleinflächige EL-Scans	120
V.9.	Stromabhängige EL-Effizienz für sub- μm Fluktuationen	120
V.10.	Vergleich der EL- und PL-Effizienz	122
V.11.	Modell der Fluktuationen	124
1.	Zusammenfassendes Modell der Fluktuationen	127

Tabellenverzeichnis

I.1.	Gitterkonstanten und Bandlücke der III-Nitride	7
II.1.	Theoretische Auflösungsgrenzen der verwendeten Objektive	26
III.1.	Parameter zur Berechnung der Bandstruktur	48
IV.1.	Fitparameter für Effizienzen auf der großen Längenskala	102
IV.2.	Fitparameter für Effizienzen auf der sub- μm Längenskala	106
V.1.	Ratengleichungsparameter der EL und Literaturwerte	117
V.2.	Fitparameter für EL-Effizienzen auf der großen Längenskala	119
V.3.	Fitparameter für EL-Effizienzen auf der sub- μm Längenskala	121

Literaturverzeichnis

- [Able05] A. Able, W. Wegscheider, K. Engl, J. Zweck. *Growth of crack-free GaN on Si(111) with graded AlGaN buffer layers*. Journal of Crystal Growth **276**(3-4), 415 – 418 (2005).
- [Amano89] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki. *P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)*. Japanese Journal of Applied Physics **28**(Part 2, No. 12), L2112–L2114 (1989).
- [Ambacher98] O. Ambacher. *Growth and applications of Group III-nitrides*. Journal of Physics D: Applied Physics **31**(20), 2653 (1998).
- [Ambacher99a] O. Ambacher, R. Dimitrov, M. Stutzmann, B.E. Foutz, M.J. Murphy, J.A. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Chumbes, B. Green, A.J. Sierakowski, W.J. Schaff, L.F. Eastman. *Role of Spontaneous and Piezoelectric Polarization Induced Effects in Group-III Nitride Based Heterostructures and Devices*. physica status solidi (b) **216**, 381–389 (1999).
- [Ambacher99b] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck. *Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures*. Journal of Applied Physics **85**(6), 3222–3233 (1999).
- [Ambacher00] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann. *Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures*. Journal of Applied Physics **87**(1), 334–344 (2000).

- [Ambacher02] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L. F. Eastman. *Pyroelectric properties of Al(In)Ga_N/Ga_N hetero- and quantum well structures*. Journal of Physics: Condensed Matter **14**(13), 3399 (2002).
- [Audi] Audi. <http://www.audi.de/>.
- [Badcock08] T. J. Badcock, P. Dawson, M. J. Kappers, C. McAleese, J. L. Hollander, C. F. Johnston, D. V. Sridhara Rao, A. M. Sanchez, C. J. Humphreys. *Optical properties of Ga_N/AlGa_N quantum wells grown on nonpolar substrates*. Applied Physics Letters **93**(10), 101901 (2008).
- [Bastard83] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, L. Esaki. *Variational calculations on a quantum well in an electric field*. Physical Review B **28**(6), 3241–3245 (1983).
- [Baur09] J. Baur, F. Baumann, M. Peter, K. Engl, U. Zehnder, J. Off, V. Kuemmler, M. Kirsch, J. Strauss, R. Wirth, K. Streubel, B. Hahn. *Status of high efficiency and high power ThinGa_N[®]-LED development*. physica status solidi (c) **6**(S2), S905–S908 (2009).
- [Bayram08] C. Bayram, J. L. Pau, R. McClintock, M. Razeghi, M. P. Ulmer, D. Silversmith. *High quantum efficiency back-illuminated Ga_N avalanche photodiodes*. Applied Physics Letters **93**(21), 211107 (2008).
- [Beaumont01] B. Beaumont, Ph. Vennéguès, P. Gibart. *Epitaxial Lateral Overgrowth of Ga_N*. physica status solidi (b) **227**, 1–43 (2001).
- [Berkman08] E. A. Berkman, N. A. El-Masry, A. Emara, S. M. Bedair. *Nearly lattice-matched n, i, and p layers for InGa_N p-i-n photodiodes in the 365–500 nm spectral range*. Applied Physics Letters **92**(10), 101118 (2008).
- [Billeb97] A. Billeb, W. Grieshaber, D. Stocker, E. F. Schubert, Jr. R. F. Karlicek. *Microcavity effects in Ga_N epitaxial films and in Ag/Ga_N/sapphire structures*. Applied Physics Letters **70**(21), 2790–2792 (1997).
- [Bir74] G. L. Bir, G. E. Pikus. *Symmetry and strain-induced effects in semiconductors*. Wiley New York, (1974).

- [Born93] M. Born, E. Wolf. *Principles of optics, Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Pergamon Press (1993).
- [Braun05] H. Braun. *Elektrische Feldabhängigkeit der Photolumineszenzspektren von InGaN/GaN - Heterostrukturen*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2005).
- [Braun09] H. Braun. *Multidimensionale Charakterisierung der Modendynamik von (Al,In)GaN Laserdioden*. Dissertation, Universität Regensburg (2009).
- [Briegleb62] Fr. Briegleb, A. Geuther. *Ueber das Stickstoffmagnesium und die Affinitäten des Stickgases zu Metallen*. Annalen der Chemie und Pharmacie **123**, 228–241 (1862).
- [Brown05] I. H. Brown, I. A. Pope, P. M. Smowton, P. Blood, J. D. Thomson, W. W. Chow, D. P. Bour, M. Kneissl. *Determination of the piezoelectric field in InGaN quantum wells*. Applied Physics Letters **86**(13), 131108 (2005).
- [Chichibu96] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura. *Spontaneous emission of localized excitons in InGaN single and multiquantum well structures*. Applied Physics Letters **69**(27), 4188–4190 (1996).
- [Chichibu98a] S. Chichibu, T. Sota, K. Wada, S. Nakamura. *Exciton localization in InGaN quantum well devices*. Journal of Vacuum Science and Technology B **16**(4), 2204–2214 (1998).
- [Chichibu98b] S. F. Chichibu, A. C. Abare, M. S. Minsky, S. Keller, S. B. Fleischer, J. E. Bowers, E. Hu, U. K. Mishra, L. A. Coldren, S. P. DenBaars, T. Sota. *Effective band gap inhomogeneity and piezoelectric field in InGaN/GaN multiquantum well structures*. Applied Physics Letters **73**(14), 2006–2008 (1998).
- [Chichibu06] S. F. Chichibu, A. Uedono, T. Onuma, B. A. Haskell, A. Chakraborty, T. Koyama, P. T. Fini, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. Nakamura, S. Yamaguchi, S. Kamiyama, H. Amano, I. Akasaki, J. Han, T. Sota. *Origin of defect-insensitive emission probability in In-containing (Al,In,Ga)N alloy semiconductors*. Nature Materials **5**, 810–816 (2006).
- [Chuang95] S. L. Chuang. *Physics of Optoelectronic Devices*. Wiley-Interscience publication (1995).

- [Chuang96] S. L. Chuang, C. S. Chang. *k · p method for strained wurtzite semiconductors*. Physical Review B **54**(4), 2491–2504 (1996).
- [Chuang97] S. L. Chuang, C. S. Chang. *A band-structure model of strained quantum-well wurtzite semiconductors*. Semiconductor Science and Technology **12**(3), 252–263 (1997).
- [Corle96] T. R. Corle. *Confocal scanning optical microscopy and related imaging systems*. Academic Press (1996).
- [Danhof08] J. Danhof. *Laterale Fluktuationen in InGaN Quantentrögen auf sub-Mikrometerskala*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2008).
- [Danhof09] J. Danhof, C. Vierheilig, U. T. Schwarz, T. Meyer, M. Peter, B. Hahn, M. Maier, J. Wagner. *Correlation of surface morphology and photoluminescence fluctuation in green light emitting In-GaN/GaN quantum wells*. physica status solidi (c) **6**(S2), S747–S750 (2009).
- [David10] A. David, M. J. Grundmann. *Droop in InGaN light-emitting diodes: A differential carrier lifetime analysis*. Applied Physics Letters **96**(10), 103504 (2010).
- [Delaney09] K. T. Delaney, P. Rinke, C. G. Van de Walle. *Auger recombination rates in nitrides from first principles*. Applied Physics Letters **94**(19), 191109 (2009).
- [Eder08] M. Eder. *Mikro-Photolumineszenzmessungen an InGaN-Quantentrögen*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2008).
- [Ejder71] E. Ejder. *Refractive index of GaN*. physica status solidi (a) **6**, 445–448 (1971).
- [Fujito08] K. Fujito, K. Kiyomi, T. Mochizuki, H. Oota, H. Namita, S. Nagao, I. Fujimura. *High-quality nonpolar m-plane GaN substrates grown by HVPE*. physica status solidi (a) **205**, 1056–1059 (2008).
- [Ganchenkova08] M. G. Ganchenkova, V. A. Borodin, K. Laaksonen, R. M. Nieminen. *Modeling the compositional instability in wurtzite Ga_{1-x}In_xN*. Physical Review B **77**(7), 075207 Feb (2008).
- [Gardner07] N. F. Gardner, G. O. Müller, Y. C. Shen, G. Chen, S. Watana-be, W. Götz, M. R. Krames. *Blue-emitting InGaN–GaN double-heterostructure light-emitting diodes reaching maximum quantum*

- efficiency above 200 A/cm[^{sup} 2]. Applied Physics Letters* **91**(24), 243506 (2007).
- [Gil98] B. Gil (ed.). *Group III Nitride Semiconductor Compounds*. Clarendon Press, Oxford (1998).
- [Gmeinwieser02] N. Gmeinwieser. *Aufbau eines konfokalen Meßplatzes zur Photolumineszenz- und zur Raman-Spektroskopie an Gruppe III-Nitriden*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2002).
- [Gmeinwieser06] N. Gmeinwieser. *Hochortsaufgelöste Untersuchungen an Galliumnitrid*. Dissertation, Universität Regensburg (2006).
- [Gmeinwieser07] N. Gmeinwieser, U. T. Schwarz. *Pattern formation and directional and spatial ordering of edge dislocations in bulk GaN: Microphotoluminescence spectra and continuum elastic calculations*. Physical Review B **75**, 245213 (2007).
- [Gottfriedsen04] P. Gottfriedsen. *Mikro-Photolumineszenz-Messungen an Galliumnitrid*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2004).
- [Graham05] D. M. Graham, A. Soltani-Vala, P. Dawson, M. J. Godfrey, T. M. Smeeton, J. S. Barnard, M. J. Kappers, C. J. Humphreys, E. J. Thrush. *Optical and microstructural studies of InGaN/GaN single-quantum-well structures*. Journal of Applied Physics **97**(10), 103508 (2005).
- [Grzanka09] S. Grzanka, P. Perlin, R. Czernecki, L. Marona, M. Boćkowski, B. Łucznik, M. Leszczyński, T. Suski. *Effect of efficiency “droop” in violet and blue InGaN laser diodes*. Applied Physics Letters **95**(7), 071108 (2009).
- [Grzegory01] I. Grzegory. *High pressure growth of bulk GaN from solutions in gallium*. Journal of Physics: Condensed Matter **13**(32), 6875 (2001).
- [Hader08] J. Hader, J. V. Moloney, B. Pasenow, S. W. Koch, M. Sabathil, N. Linder, S. Lutgen. *On the importance of radiative and Auger losses in GaN-based quantum wells*. Applied Physics Letters **92**(26), 261103 (2008).
- [Haerle04] V. Haerle, B. Hahn, S. Kaiser, A. Weimar, S. Bader, F. Eberhard, A. Plössl, D. Eisert. *High brightness LEDs for general lightning applications Using the new ThinGaNTM-Technology*. physica status solidi (a) **201**, 2736–2739 (2004).

- [Han06] B. Han, B. W. Wessels, M. P. Ulmer. *Investigation of nanoscale composition fluctuations in InGaN using optical transmission spectroscopy and near-field scanning optical microscopy*. Journal of Applied Physics **99**(8), 084312 (2006).
- [Hangleiter05] A. Hangleiter, F. Hitzel, C. Netzel, D. Fuhrmann, U. Rossow, G. Ade, P. Hinze. *Suppression of Nonradiative Recombination by V-Shaped Pits in GaInN/GaN Quantum Wells Produces a Large Increase in the Light Emission Efficiency*. Physical Review Letters **95**(12), 127402 Sep (2005).
- [Hertkorn09] J. Hertkorn. *Verbesserung der lateralen Stromführung in hoch-effizienten Halbleiterlichtquellen*. Dissertation, Universität Ulm (2009).
- [Hirth68] J. P. Hirth, J. Lothe. *Theory of Dislocations*. McGraw-Hill Book Company (1968).
- [Hofmann95] D. M. Hofmann, D. Kovalev, G. Steude, B. K. Meyer, A. Hoffmann, L. Eckey, R. Heitz, T. Detchprom, H. Amano, I. Akasaki. *Properties of the yellow luminescence in undoped GaN epitaxial layers*. Physical Review B **52**(23), 16702–16706 Dec (1995).
- [Huang50] K. Huang, A. Rhys. *Theory of Light Absorption and Non-Radiative Transitions in F-Centres*. Royal Society of London Proceedings Series A **204**, 406–423 (1950).
- [Iso07] K. Iso, H. Yamada, H. Hirasawa, N. Fellows, M. Saito, K. Fujito, S. P. DenBaars, J. S. Speck, S. Nakamura. *High Brightness Blue InGaN/GaN Light Emitting Diode on Nonpolar m-plane Bulk GaN Substrate*. Japanese Journal of Applied Physics **46**(40), L960–L962 (2007).
- [Jain00] S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan, R. Van Overstraeten. *III-nitrides: Growth, characterization, and properties*. Journal of Applied Physics **87**(3), 965–1006 (2000).
- [Jetter04] M. Jetter, V. Perez-Solorzano, A. Groening, M. Ubl, H. Graebeldinger, H. Schweizer. *Selective growth of GaInN quantum dot structures*. Journal of Crystal Growth **272**(1-4), 204 – 210 (2004). The Twelfth International Conference on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy.

- [Jho02] Y. D. Jho, J. S. Yahng, E. Oh, D. S. Kim. *Field-dependent carrier decay dynamics in strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum wells*. Physical Review B **66**(3), 035334 Jul (2002).
- [Johnson32] W. C. Johnson, J. B. Parsons. *Nitrogen Compounds of Gallium*. The Journal of Physical Chemistry **36**, 2588 – 2594 (1932).
- [Kalliakos02] S. Kalliakos, P. Lefebvre, X. B. Zhang, T. Taliercio, B. Gil, N. Grandjean, B. Damilano, J. Massies. *The Effects of Localization and of Electric Fields on LO-Phonon-Exciton Coupling in InGaN/GaN Quantum Wells and Quantum Boxes*. physica status solidi (a) **190**, 149–154 March (2002).
- [Kalliakos03] S. Kalliakos, P. Lefebvre, T. Taliercio. *Nonlinear behavior of photoabsorption in hexagonal nitride quantum wells due to free carrier screening of the internal fields*. Physical Review B **67**(20), 205307 May (2003).
- [Kane57] E. O. Kane. *Band structure of indium antimonide*. Journal of Physics and Chemistry of Solids **1**, 249–261 (1957).
- [Kaneta02] A. Kaneta, K. Okamoto, Y. Kawakami, S. Fujita, G. Marutsuki, Y. Narukawa, T. Mukai. *Spatial and temporal luminescence dynamics in an $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ single quantum well probed by near-field optical microscopy*. Applied Physics Letters **81**(23), 4353–4355 (2002).
- [Kaneta03] A. Kaneta, T. Mutoh, Y. Kawakami, S. Fujita, G. Marutsuki, Y. Narukawa, T. Mukai. *Discrimination of local radiative and nonradiative recombination processes in an InGaN/GaN single-quantum-well structure by a time-resolved multimode scanning near-field optical microscopy*. Applied Physics Letters **83**(17), 3462–3464 (2003).
- [Kaneta08] A. Kaneta, M. Funato, Y. Kawakami. *Nanoscopic recombination processes in InGaN/GaN quantum wells emitting violet, blue, and green spectra*. Physical Review B **78**(12), 125317 Sep (2008).
- [Kawakami03] Y. Kawakami, A. Kaneta, K. Omae, A. Shikanai, K. Okamoto, G. Marutsuki, Y. Narukawa, T. Mukai, Sg. Fujita. *Recombination dynamics in low-dimensional nitride semiconductors*. physica status solidi (b) **240**(2), 337–343 (2003).

- [Kim07a] K.-C. Kim, M. C. Schmidt, H. Sato, F. Wu, N. Fellows, M. Saito, K. Fujito, J. S. Speck, S. Nakamura, S. P. DenBaars. *Improved electroluminescence on nonpolar m-plane InGaN/GaN quantum wells LEDs*. physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters **1**, 125–127 (2007).
- [Kim07b] M.-H. Kim, M. F. Schubert, Q. Dai, J. K. Kim, E. F. Schubert, J. Piprek, Y. Park. *Origin of efficiency droop in GaN-based light-emitting diodes*. Applied Physics Letters **91**(18), 183507 (2007).
- [Kneissl02] M. Kneissl, T. L. Paoli, P. Kiesel, D. W. Treat, M. Teepe, N. Miya-shita, N. M. Johnson. *Two-section InGaN multiple-quantum-well laser diode with integrated electroabsorption modulator*. Applied Physics Letters **80**(18), 3283–3285 (2002).
- [Köhler88] K. Köhler, H.-J. Polland, L. Schultheis, C. W. Tu. *Photoluminescence of two-dimensional excitons in an electric field: Lifetime enhancement and field ionization in GaAs quantum wells*. Physical Review B **38**(8), 5496–5503 Sep (1988).
- [Krost02] A. Krost, A. Dadgar. *GaN-based optoelectronics on silicon substrates*. Materials Science and Engineering B **93**(1-3), 77 – 84 (2002).
- [Kuroda00] T. Kuroda, A. Tackeuchi, T. Sota. *Luminescence energy shift and carrier lifetime change dependence on carrier density in $In_{0.12}Ga_{0.88}N/In_{0.03}Ga_{0.97}N$ quantum wells*. Applied Physics Letters **76**(25), 3753–3755 (2000).
- [Laubsch07] A. Laubsch, M. Sabathil, G. Bruederl, J. Wagner, M. Strassburg, E. Baur, H. Braun, U. Schwarz, A. Lell, S. Lutgen, N. Linder, R. Oberschmid, B. Hahn. *Measurement of the internal quantum efficiency of InGaN quantum wells*. Proceedings of SPIE **6486**, 64860J (2007).
- [Laubsch09] A. Laubsch, M. Sabathil, W. Bergbauer, M. Strassburg, H. Lugauer, M. Peter, S. Lutgen, N. Linder, K. Streubel, J. Hader, J. V. Moloney, B. Pasenow, S. W. Koch. *On the origin of IQE- 'droop' in InGaN LEDs*. physica status solidi (c) **6**(S2), S913–S916 (2009).
- [Laubsch10] A. Laubsch, M. Sabathil, B. Hahn, K. Streubel. *Licht aus Kristallen*. Physik Journal **9**(1), 23–28 (2010).

- [Luttinger55] J. M. Luttinger, W. Kohn. *Motion of Electrons and Holes in Perturbed Periodic Fields*. Physical Review **97**(4), 869–883 Feb (1955).
- [Manz99] Ch. Manz, M. Kunzer, H. Obloh, A. Ramakrishnan, U. Kaufmann. *In_xGa_{1-x}N/GaN band offsets as inferred from the deep, yellow-red emission band in In_xGa_{1-x}N*. Applied Physics Letters **74**(26), 3993–3995 (1999).
- [Meyer08] T. Meyer, H. Braun, U. T. Schwarz, S. Tautz, M. Schillgalies, S. Lutgen, U. Strauss. *Spectral dynamics of 405 nm (Al,In)GaN laser diodes grown on GaN and SiC substrate*. Optics Express **16**(10), 6833–6845 (2008).
- [Meyer10] T. Meyer, M. Peter, B. Galler, A. Laubsch, B. Hahn, J. Danhof, U. T. Schwarz. *Microscopic photoluminescence and surface morphology of green InGaN multiple quantum well structures*. to be published (2010).
- [Möstl09] H.-J. Möstl. *Photolumineszenz-Spektroskopie von semipolaren InGaN Quantenfilmen*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2009).
- [Muth97] J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, Jr. H. C. Casey, B. P. Keller, U. K. Mishra, S. P. DenBaars. *Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements*. Applied Physics Letters **71**(18), 2572–2574 (1997).
- [Nakamura92] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, N. Iwasa. *Thermal Annealing Effects on P-Type Mg-Doped GaN Films*. Japanese Journal of Applied Physics **31**(Part 2, No. 2B), L139–L142 (1992).
- [Nakamura93] S. Nakamura, M. Senoh, T. Mukai. *P-GaN/N-InGaN/N-GaN Double-Heterostructure Blue-Light-Emitting Diodes*. Japanese Journal of Applied Physics **32**(Part 2, No. 1A/B), L8–L11 (1993).
- [Nakamura00] S. Nakamura, S. F. Chichibu (ed.). *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes*. Taylor & Francis, London (2000).
- [Neufeld08] C. J. Neufeld, N. G. Toledo, S. C. Cruz, M. Iza, S. P. DenBaars, U. K. Mishra. *High quantum efficiency InGaN/GaN solar cells*

- with 2.95 eV band gap.* Applied Physics Letters **93**(14), 143502 (2008).
- [Neugebauer96] J. Neugebauer, C. G. Van de Walle. *Gallium vacancies and the yellow luminescence in GaN.* Applied Physics Letters **69**(4), 503–505 (1996).
- [Onushkin09] G. A. Onushkin, S.-S. Hong, J.-H. Lee, J.-S. Park, J.-K. Son, M.-H. Kim, Y. J. Park. *Local electroluminescence and time-resolved photoluminescence study of InGaN light-emitting diodes.* Applied Physics Letters **95**(10), 101904 (2009).
- [Osram] Osram. <http://www.osram-os.com/>.
- [Pasenow09] B. Pasenow, S. W. Koch, J. Hader, J. V. Moloney, M. Sabathil, N. Linder, S. Lutgen. *Auger losses in GaN-based quantum wells: Microscopic theory.* physica status solidi (c) **6**(S2), S864–S868 (2009).
- [Peter09] M. Peter, A. Laubsch, W. Bergbauer, T. Meyer, M. Sabathil, J. Baur, B. Hahn. *New developments in green LEDs.* physica status solidi (a) **206**(6), 1125–1129 (2009).
- [Piprek07] J. Piprek (ed.). *Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation.* Wiley-VCH (2007).
- [Reiher10] F. Reiher, A. Dadgar, J. Bläsing, M. Wieneke, A. Krost. *Metal-organic vapor-phase epitaxy of GaN layers on Si substrates with Si(110) and other high-index surfaces.* Journal of Crystal Growth **312**(2), 180 – 184 (2010).
- [Rozhansky07] I. V. Rozhansky, D. A. Zakheim. *Analysis of processes limiting quantum efficiency of AlGaInN LEDs at high pumping.* physica status solidi (a) **204**, 227–230 (2007).
- [Sabathil07] M. Sabathil, A. Laubsch, N. Linder. *Self-consistent modeling of resonant PL in InGaN SQW LED-structure.* Proceedings of SPIE **6486**, 64860V (2007).
- [Sari07] E. Sari, S. Nizamoglu, T. Ozel, H. V. Demir. *Blue quantum electro-absorption modulators based on reversed quantum confined Stark effect with blueshift.* Applied Physics Letters **90**(1), 011101 (2007).
- [Sari08] E. Sari, T. Ozel, A. Koc, J.-W. Ju, H.-K. Ahn, I.-H. Lee, J.-H. Baek, H. V. Demir. *Comparative study of electroabsorption in*

- InGaN/GaN quantum zigzag heterostructures with polarization-induced electric fields.* Applied Physics Letters **92**(20), 201105 (2008).
- [Sari09] E. Sari, S. Nizamoglu, I.-H. Lee, J.-H. Baek, H. V. Demir. *Electric field dependent radiative decay kinetics of polar InGaN/GaN quantum heterostructures at low fields.* Applied Physics Letters **94**(21), 211107 (2009).
- [Schade09] L. Schade. *Polarisationsabhängige Mikro-Photolumineszenzspektroskopie von semi- und nichtpolaren InGaN Quantenfilmen.* Diplomarbeit, Universität Regensburg (2009).
- [Schlotter97] P. Schlotter, R. Schmidt, J. Schneider. *Luminescence conversion of blue light emitting diodes.* Applied Physics A: Materials Science & Processing **64**, 417–418 (1997).
- [Schlotter99] P. Schlotter, J. Baur, Ch. Hielscher, M. Kunzer, H. Obloh, R. Schmidt, J. Schneider. *Fabrication and characterization of GaN/InGaN/AlGaN double heterostructure LEDs and their application in luminescence conversion LEDs.* Materials Science and Engineering B **59**(1-3), 390 – 394 (1999).
- [Schneider88] H. Schneider, K. v. Klitzing. *Thermionic emission and Gaussian transport of holes in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple-quantum-well structure.* Physical Review B **38**(9), 6160–6165 Sep (1988).
- [Schubert07] M. F. Schubert, S. Chhajed, J. K. Kim, E. F. Schubert, D. D. Koleske, M. H. Crawford, S. R. Lee, A. J. Fischer, G. Thaler, M. A. Banas. *Effect of dislocation density on efficiency droop in GaInN/GaN light-emitting diodes.* Applied Physics Letters **91**(23), 231114 (2007).
- [Schubert09] M. F. Schubert, J. Xu, Q. Dai, F. W. Mont, J. K. Kim, E. F. Schubert. *On resonant optical excitation and carrier escape in GaInN/GaN quantum wells.* Applied Physics Letters **94**(8), 081114 (2009).
- [Schwarz07a] U. T. Schwarz, H. Braun, K. Kojima, M. Funato, Y. Kawakami, S. Nagahama, T. Mukai. *Investigation and comparison of optical gain spectra of (Al,In)GaN laser diodes emitting in the 375 nm to 470 nm spectral range.* Proceedings of SPIE **6485**, 648506 (2007).

- [Schwarz07b] U. T. Schwarz, M. Kneissl. *Nitride emitters go nonpolar*. *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters* **1**, A44–A46 (2007).
- [Schwarz09] U. T. Schwarz. *Emission of biased green quantum wells in time and wavelength domain*. *Proceedings of SPIE* **7216**, 72161U (2009).
- [Shchekin06] O. B. Shchekin, J. E. Epler, T. A. Trottier, T. Margalith, D. A. Steigerwald, M. O. Holcomb, P. S. Martin, M. R. Krames. *High performance thin-film flip-chip InGaN–GaN light-emitting diodes*. *Applied Physics Letters* **89**(7), 071109 (2006).
- [Shen03] Y. C. Shen, J. J. Wierer, M. R. Krames, M. J. Ludowise, M. S. Misra, F. Ahmed, A. Y. Kim, G. O. Mueller, J. C. Bhat, S. A. Stockman, P. S. Martin. *Optical cavity effects in InGaN/GaN quantum-well-heterostructure flip-chip light-emitting diodes*. *Applied Physics Letters* **82**(14), 2221–2223 (2003).
- [Shen07] Y. C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm, M. R. Krames. *Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence*. *Applied Physics Letters* **91**(14), 141101 (2007).
- [Siegman86] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, California (1986).
- [Sonderegger06] S. Sonderegger, E. Feltin, M. Merano, A. Crottini, J. F. Carlin, R. Sachot, B. Deveaud, N. Grandjean, J. D. Ganière. *High spatial resolution picosecond cathodoluminescence of InGaN quantum wells*. *Applied Physics Letters* **89**(23), 232109 (2006).
- [Song09] J.-H. Song, H.-J. Kim, B.-J. Ahn, Y. Dong, S. Hong, J.-H. Song, Y. Moon, H.-K. Yuh, S.-C. Choi, S. Shee. *Role of photovoltaic effects on characterizing emission properties of InGaN/GaN light emitting diodes*. *Applied Physics Letters* **95**(26), 263503 (2009).
- [Strite92] S. Strite, H. Morkoç. *GaN, AlN, and InN: A review*. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **10**(4), 1237–1266 (1992).
- [Suski95] T. Suski, P. Perlin, H. Teisseyre, M. Leszczyński, I. Grzegory, J. Jun, M. Boćkowski, S. Porowski, T. D. Moustakas. *Mechanism of yellow luminescence in GaN*. *Applied Physics Letters* **67**(15), 2188–2190 (1995).

- [Takeuchi97] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki. *Quantum-Confined Stark Effect due to Piezoelectric Fields in GaInN Strained Quantum Wells*. Japanese Journal of Applied Physics **36**, L382–L385 (1997).
- [Uenoyama99] T. Uenoyama, M. Suzuki. *Theoretical optical gain in InGaN quantum wells*. Materials Science and Engineering B **59**(1-3), 376 – 381 (1999).
- [van derLaak07] N. K. van der Laak, R. A. Oliver, M. J. Kappers, C. J. Humphreys. *Role of gross well-width fluctuations in bright, green-emitting single InGaN/GaN quantum well structures*. Applied Physics Letters **90**(12), 121911 (2007).
- [Vegard21] L. Vegard. *Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome*. Zeitschrift für Physik **5**, 17–26 (1921).
- [Vierheilig06] C. Vierheilig. *Direkte Beobachtung lateraler Ladungsträgerdiffusion in InGaN Quantentrögen*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2006).
- [Vierheilig09] C. Vierheilig, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn. *Bias dependent spatially resolved photoluminescence spectroscopy and photocurrent measurements of InGaN/GaN LED structures*. physica status solidi (c) **6**(S2), S755–S758 (2009).
- [Vierheilig10a] C. Vierheilig, J. Danhof, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn. *The effect of carrier escape on the efficiency-droop of blue InGaN/GaN quantum wells on different length scales*. to be published (2010).
- [Vierheilig10b] C. Vierheilig, J. Danhof, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn. *On the different origin of recombination mechanisms on several- μm and sub- μm length scales in InGaN quantum wells*. submitted (2010).
- [Wessler10] B. Wessler, C. Wiesmann. *Leuchten auf Energiesparkurs*. Physik Journal **9**(1), 31–33 (2010).
- [Winston99] David W. Winston. <http://ecee.colorado.edu/~bart/ecen6355/simwindows/>.
- [Wunderer07] T. Wunderer, P. Brückner, J. Hertkorn, F. Scholz, G. J. Beirne, M. Jetter, P. Michler, M. Feneberg, K. Thonke. *Time- and locally*

- resolved photoluminescence of semipolar GaInN/GaN facet light emitting diodes.* Applied Physics Letters **90**(17), 171123 (2007).
- [Wunderer09] Thomas Wunderer, Frank Lipski, Stephan Schwaiger, Joachim Hertkorn, Michael Wiedenmann, Martin Feneberg, Klaus Thonke, Ferdinand Scholz. *Properties of Blue and Green InGaN/GaN Quantum Well Emission on Structured Semipolar Surfaces.* Japanese Journal of Applied Physics **48**(6), 060201 (2009).
- [Zhao06] D. G. Zhao, D. S. Jiang, Hui Yang, J. J. Zhu, Z. S. Liu, S. M. Zhang, J. W. Liang, X. Li, X. Y. Li, H. M. Gong. *Role of edge dislocations in enhancing the yellow luminescence of n-type GaN.* Applied Physics Letters **88**(24), 241917 (2006).
- [Zhao09] D. G. Zhao, D. S. Jiang, J. J. Zhu, Z. S. Liu, H. Wang, S. M. Zhang, Y. T. Wang, Hui Yang. *Role of edge dislocation and Si impurity in linking the blue luminescence and yellow luminescence in n-type GaN films.* Applied Physics Letters **95**(4), 041901 (2009).
- [Zhou04] X. Zhou, E. T. Yu, D. Florescu, J. C. Ramer, D. S. Lee, E. A. Armour. *Observation of subsurface monolayer thickness fluctuations in InGaN/GaN quantum wells by scanning capacitance microscopy and spectroscopy.* Applied Physics Letters **85**(3), 407–409 (2004).

Publikationen

C. Vierheilig, J. Danhof, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn.

The effect of carrier escape on the efficiency-droop of blue InGaN/GaN quantum wells on different length scales
to be published.

C. Vierheilig, J. Danhof, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn.

On the different origin of recombination mechanisms on several- μm and sub- μm length scales in InGaN quantum wells.
submitted.

J. Danhof, C. Vierheilig, U. T. Schwarz, T. Meyer, M. Peter, B. Hahn. *Temperature dependent photoluminescence measurements on a sub micrometer length scale on green light emitting InGaN/GaN quantum wells.*
submitted.

J. Hertkorn, S. B. Thapa, T. Wunderer, F. Scholz, Z. H. Wu, Q. Y. Wei, F. A. Ponce, M. A. Moram, C. J. Humphreys, C. Vierheilig, U. T. Schwarz. *Highly conductive modulation doped composition graded p-AlGaN/(AlN)/GaN multiheterostructures grown by metalorganic vapor phase epitaxy.*

Journal of Applied Physics **106**, 013720 (2009).

J. Danhof, C. Vierheilig, U. T. Schwarz, T. Meyer, M. Peter, B. Hahn, M. Maier, J. Wagner. *Correlation of surface morphology and photoluminescence fluctuation in green light emitting InGaN/GaN quantum wells.*

physica status solidi (c) **6**, S747 (2009).

C. Vierheilig, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn. *Bias dependent spatially resolved photoluminescence spectroscopy and photocurrent measurements of InGaN/GaN LED structures.*

physica status solidi (c) **6**, S755 (2009).

U. Strauß, S. Brüninghoff, M. Schillgalies, C. Vierheilig, N. Gmeinwieser, V. Kümmeler, G. Brüderl, S. Lutgen, A. Avramescu, D. Queren, D. Dini, C. Eichler, A. Lell, U. T. Schwarz. *True-blue InGaN laser for pico size projectors.*

Proc. SPIE **6894**, 689417 (2008).

C. Vierheilig, H. Braun, U. T. Schwarz, W. Wegscheider, E. Baur, U. Strauß, V. Härle. *Lateral diffusion of photogenerated carriers in InGaN/GaN-heterostructures observed by PL measurements.*

physica status solidi (c) **4**, 2362 (2007).

C. Vierheilig, H. Braun, U. T. Schwarz, W. Wegscheider, E. Baur, U. Strauß, V. Härle. *Temperature- and excitation density dependency of photoluminescence spectra in InGaN/GaN-heterostructures.*

physica status solidi (c) **4**, 179 (2007).

Tagungsbeiträge

C. Vierheilig, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn. *Electro-optical properties of InGaN-based LED structures on the sub- μm length scale.*

DPG-Frühjahrstagung 2009, Dresden (Vortrag).

C. Vierheilig, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn. *Bias Dependent Spatial Resolved Photoluminescence Spectroscopy and Photocurrent Measurements of InGaN/GaN LED Structures.* IWN 2008, Montreux (Vortrag).

C. Vierheilig, H. Braun, U. T. Schwarz, W. Wegscheider, N. Gmeinwieser, A. Laubsch, B. Hahn. *External field dependent spatial resolved PL spectroscopy on InGaN/GaN heterostructures.* DPG-Frühjahrstagung 2008, Berlin (Vortrag).

C. Vierheilig, U. T. Schwarz, W. Wegscheider, N. Gmeinwieser, U. Strauß, V. Härle. *All-optical determination of lateral electric fields in InGaN/GaN quantum wells.* DPG-Frühjahrstagung 2007, Regensburg (Vortrag).

C. Vierheilig, H. Braun, U. T. Schwarz, W. Wegscheider, E. Baur, U. Strauß, V. Härle. *Lateral Diffusion of Photogenerated Carriers in InGaN/GaN-Heterostructures Observed by Photoluminescence Measurements.* IWN 2006, Kyoto (Poster).

C. Vierheilig, H. Braun, U. T. Schwarz, W. Wegscheider, E. Baur, U. Strauß, V. Härle. *Temperature- and excitation density dependency of photoluminescence-spectra in InGaN/GaN-heterostructures.* ISBLLED 2006, Montpellier (Poster).

C. Vierheilig, H. Braun, N. Gmeinwieser, U. T. Schwarz, W. Wegscheider, E. Baur, U. Strauß, V. Härle. *Temperature- and electric field-dependence of photoluminescence-spectra in InGaN/GaN - heterostructures.*

DPG-Frühjahrstagung 2006, Dresden (Poster).

Danke!

Zum Schluss meiner Arbeit möchte ich mich noch bei einigen Leuten bedanken, ohne deren Hilfe die Arbeit nicht in dieser Form entstanden wäre.

Zuerst gilt mein Dank natürlich Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz für das interessante Thema sowie die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit. Seine persönliche Betreuung und viele fruchtbare Diskussionen gaben mir immer wieder neue wissenschaftliche Impulse. Des weiteren möchte ich Prof. Dr. Werner Wegscheider für die freundliche Aufnahme an seinem Lehrstuhl sowie für die Bereitstellung von Laborräumen und einigen Großgeräten danken.

Ein Großteil meiner Arbeit fand im Rahmen des BMBF-Projekts „Nanolux“ statt. Ich möchte mich bei allen Projektpartnern für die sehr gute Zusammenarbeit und die vielen interessanten Diskussionen und Proben bedanken. Besonders erwähnen möchte ich hierbei Matthias Peter von Osram Opto Semiconductors, Ferdinand Scholz, Joachim Hertkorn und Thomas Wunderer von der Universität Ulm, Joachim Wagner und Markus Maier vom Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg sowie Joe Zweck und Martin Beer in Regensburg.

Über das Projekt hinaus entstand eine gute Zusammenarbeit mit Osram Opto Semiconductors, vor allem mit Tobias Meyer, Ansgar Laubsch und Nikolaus Gmeinwieser. Letzterer hat sich allerdings nicht nur von Osram aus seine Lorbeeren verdient, sondern auch schon im Vorfeld als mein „Großmeister“, der mich vor einigen Jahren mit dem GaN- und μ PL-Fieber angesteckt hat und mich von meinen ersten Versuchen im Labor bis heute begleitet und unterstützt hat. In ihm habe ich nicht nur einen äußerst kompetenten Ansprechpartner bei allen Problemen gefunden, sondern auch einen guten Freund.

Nicht unerwähnt bleiben dürfen natürlich die zahlreichen Diplomanden, die meinen Weg bis hierher begleitet haben. Diese waren Matthias Eder, Julia Danhof, Anne Kuhnert und Hans-Jürgen Möstl, sowie Lukas Schade und Markus Leitl, die ich nur noch zum Teil betreut habe. Durch ihre Arbeit im Labor und ihre Neugier haben sie mir viele neue Erkenntnisse ermöglicht. Ein besonderer Dank in dieser Reihe gilt Julia Danhof, die mir über ihre Diplomarbeit hinaus als Doktorandin erhalten

geblieben ist. Ihr unermüdlicher Einsatz im Labor, ihre magischen Justier-Hände und ihre moralische Unterstützung in den letzten Jahren kann ich gar nicht genug würdigen! Die vielen fachlichen Diskussionen mit ihr und Harald Braun waren immer eine unschätzbare Hilfe!

Eine große Hilfe war auch Jörg Ehehalt, der sich um die Programmierung, Erweiterung und Fehlerbehebung der Software im Labor gekümmert hat.

Für die technische Unterstützung im Labor möchte ich den Technikern des Lehrstuhls Wegscheider Martin Furthmeier, Sigi Heider, Peter Müller und Imke Gronwald sowie den Mitarbeitern der Mechanikwerkstatt danken. Sie haben auch das schier Unmögliche innerhalb kürzester Zeit möglich gemacht und dadurch viele Probleme gelöst. Besonders Hilfreich war auch die Wartung der Lehrstuhl-Kaffeemaschine durch unsere Techniker!

Unverzichtbar war auch die Hilfe der Sekretärinnen Renate Creuzburg und Annemarie Dinkel, die mir in den Tiefen des Bürokratie-Dschungels immer zur Seite gestanden sind.

Besonders möchte ich mich noch bei meinen Bürokollegen Imke Gronwald, Andreas Maurer, Harald Braun, Dominik Scholz, Tobias Meyer, Matthias Eder, Martin Furthmeier und Hans-Jürgen Möstl bedanken. Sie werden mir durch das sehr angenehme Büroklima und diverse Schokoladen- und Gummibärchenlieferung immer in guter Erinnerung bleiben. Zusätzlich möchte ich mich auch bei allen ehemaligen und jetzigen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Schwarz und des Lehrstuhls Wegscheider für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Ein besonders herzliches „Batsch!“ geht dabei an Dieter Schuh. Nicht vergessen möchte ich Ursula und Uli Wurstbauer sowie Dominik Scholz, die immer ein aufmunterndes Wort und Zeit für einen Moral-Kaffee übrig hatten, wenn mir die Decke auf den Kopf gefallen ist.

Zu einer deutlich besseren Lesbarkeit der Arbeit haben die zahlreichen Probeleser beigetragen, die viele Fehler und verquere Formulierungen gefunden haben. Diese waren vor allem Carmen Vierheilig, Andrea Steinbach, Nikolaus Gmeinwieser, Benedikt Bauer, Roswitha und Lothar Vierheilig.

Ein besonderer Dank gilt noch meinen Schwestern und meinen Eltern, die mir in all den Jahren immer zur Seite gestanden sind, und mir dadurch mein Studium und meine Promotion erst ermöglicht haben.

Last but not least der größte Dank von allen an meine Frau Carmen. Ihre Verdienste einzeln aufzuführen würde ein ganzes Buch füllen. Nur so viel: Ohne Deine Hilfe und Unterstützung wäre diese Arbeit wohl nie vollendet worden. Ein ganz großes DANKE dafür!